

**Bestimmung der longitudinalen Struktur  
der Elektronenbunche im Strahl  
von supraleitenden Beschleunigern**

Vom Fachbereich Physik  
der Technischen Universität Darmstadt  
zur Erlangung des Grades  
eines Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)  
genehmigte

**Dissertation**

von  
**Dipl.–Phys. Henrik Loos**  
aus Hofheim am Taunus

Februar 2001

Darmstadt  
D 17

Dissertation eingereicht am 13. Februar 2001  
Mündliche Prüfung am 30. April 2001

Referent: Professor Dr. rer. nat. Dr. h. c. mult. Achim Richter  
Korreferent: Professor Dr.-Ing. Thomas Weiland

## Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit werden die am supraleitenden Darmstädter Elektronenlinearbeschleuniger S-DALINAC durchgeführten Experimente zur Bestimmung der longitudinalen Struktur der Elektronenbunche vorgestellt. Der Betrieb eines Freie-Elektronen-Lasers an diesem Beschleuniger setzt die Einhaltung der Strahlparameter voraus, unter denen vor allem die Pulslänge und die Energieschärfe ihre erforderlichen Werte von 2 ps und  $< 0.3\%$  einhalten müssen, damit ein Anschwingen des Lasers erfolgen kann.

Zur Bestimmung der Pulsstruktur der Elektronenpakete wurden zwei Meßplätze installiert, die sich vor dem Hauptbeschleuniger und hinter dem Undulator befinden. Mit ihnen wird das Millimeterwellenspektrum der kohärenten Übergangsstrahlung (CTR) gemessen, die an einer in die Bahn der Elektronen im Strahlrohr eingeführten Metallfolie emittiert wird. Die beiden Spektrometer vom Typ eines polarisierenden Martin-Puplett-Interferometers wurden speziell ausgelegt, um bei möglichst geringem Raumbedarf für den Einbau am Beschleuniger im Spektralbereich von  $2\text{ cm}^{-1}$  bis  $30\text{ cm}^{-1}$  empfindlich zu sein, der zur eindeutigen Bestimmung der Pulsform aus dem Spektrum erforderlich ist.

Der proportionale Zusammenhang zwischen dem emittierten Strahlungsspektrum des Elektronenpakets und der fouriertransformierten Ladungsverteilung ist nur gegeben, wenn Beugungseffekte im Experimentaufbau vernachlässigt werden können, was bei Wellenzahlen kleiner als  $4\text{ cm}^{-1}$  nicht mehr gegeben war. Die Rekonstruktion der Pulsform hängt von der genauen Kenntnis dieser Einflüsse ab, weshalb mittels einer Multi-Moden-Berechnung die spektrale Effizienz des gesamten Meßaufbaus bestimmt wurde. Die unerwartet große Frequenzabhängigkeit des verwendeten pyroelektrischen Detektors bei Millimeterwellen mußte ebenfalls berücksichtigt werden. Mit der zuvor nur möglichen Bestimmung von Änderungen der Pulslänge konnte die Einstellung des Beschleunigers bereits soweit optimiert werden, daß der erforderliche Spitzenstrom zum Betrieb des FEL erreicht wurde und damit das Anschwingen des FEL ermöglicht wurde. Erst mit der nach Abschluß der Messungen durchgeführten Bestimmung der Effizienz der beiden Meßplätze ergab sich aus den rekonstruierten Pulsformen ein konsistentes Bild zu den entsprechenden Ergebnissen aus früheren Simulationen für den Beschleuniger.

Neben dem Meßverfahren mit kohärenter Übergangsstrahlung im Frequenzbereich wurde ein Experiment zur Bestimmung der Pulsform im Zeitbereich aufgebaut, das auf der bereits an anderen Beschleunigern gezeigten elektro-optischen Abtastung des Coulombfeldes des Elektronenstrahls mit einem fs-Laser basiert. Das Ziel dieses Experiments war es zu untersuchen, ob dieses Verfahren auch bei kleinen Bunchladungen von wenigen pC einsetzbar ist und damit am S-DALINAC ein von der interferometrischen Methode unabhängiges Verfahren bereitgestellt werden kann. Um eine zeitliche Korrelation zwischen

den 2 ps langen Bunchen des Elektronenstrahls und den weniger als 100 fs langen Pulsen eines Ti:Saphir-Lasers zu erzielen, wurde ein Regelkreis aufgebaut, der eine Synchronisation zwischen beiden auf besser als 5 ps genau ermöglichte. In einer Vakuumkammer hinter dem Injektorbeschleuniger wurde in wenigen Millimetern Abstand zum Elektronenstrahl ein ZnTe-Kristall positioniert, dessen vom Coulombfeld des Strahls durch den Pockels-Effekt induzierte Doppelbrechung mit dem ebenfalls in die Kammer geleiteten Laserstrahl gemessen werden sollte. Der Detektor für die Änderung des Polarisationszustands des Lasers hatte eine Sensitivität von  $0.5 \cdot 10^{-5}$ , was um einen Faktor 100 kleiner war, als das Signal, das aus den Designwerten des Beschleunigers erwartet wurde. Ein Korrelationssignal zwischen den Laserpulsen und den Elektronenbunchen konnte jedoch nicht gefunden werden. Eine Abschätzung des Signals aufgrund der während des Experiments vorliegenden Strahlparameter des Beschleunigers unter Einbeziehung der Synchronisation ergab einen Wert, der immer noch um einen Faktor 10 über der Nachweisgrenze des Meßaufbaus lag. Die Ursache dieser Diskrepanz konnte nicht geklärt werden.

Zukünftige Experimente zur elektro-optischen Abtastung des Elektronenstrahls werden daher am Beschleuniger der TESLA Test Facility stattfinden, wo aufgrund der Bunchladung von mehr als 1 nC ein wesentlich größerer Effekt zu erwarten ist. Ein Meßplatz zur elektro-optischen Bestimmung der Feldstärkeverteilung von kohärenter Übergangsstrahlung wurde im Rahmen dieser Arbeit konzipiert und befindet sich gegenwärtig dort im Aufbau.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>S–DALINAC und FEL</b>	<b>4</b>
<b>3</b>	<b>Theorie der Übergangsstrahlung</b>	<b>8</b>
3.1	Übergangsstrahlung im Fernfeld . . . . .	11
3.2	Einfluß geometrischer Randbedingungen . . . . .	15
3.2.1	Formationslänge . . . . .	15
3.2.2	Quellengröße . . . . .	17
3.2.3	Diffraction Radiation . . . . .	19
3.2.4	Strahlrohr . . . . .	19
3.2.5	Einfall unter einem Winkel . . . . .	21
3.2.6	Nahfeldverteilung . . . . .	23
3.3	Multi–Moden Analyse der Strahlungsausbreitung . . . . .	29
3.4	Kohärente Emission bei gepulsten Elektronenstrahlen . . . . .	33
3.5	Phasenrekonstruktion bei Intensitätsmessungen . . . . .	37
<b>4</b>	<b>Spektrometer für Millimeterwellen</b>	<b>40</b>
4.1	Fourierspektroskopie . . . . .	41
4.2	Michelson–Interferometer . . . . .	42
4.3	Filterspektrometer . . . . .	44
4.3.1	Millimeterwellen–Filter . . . . .	45
4.3.2	Spektrenrekonstruktion . . . . .	45
4.4	Martin–Puplett–Interferometer . . . . .	47
4.4.1	Drahtgitterpolarisatoren . . . . .	50
4.4.2	Spektrometer–Effizienz . . . . .	53
4.5	Detektoren . . . . .	57

4.5.1	Photoakustischer Detektor . . . . .	58
4.5.2	Pyroelektrischer Detektor . . . . .	59
<b>5</b>	<b>Pulslängenmessung mit Übergangsstrahlung</b>	<b>65</b>
5.1	Messung mit dem Michelson–Interferometer . . . . .	67
5.2	Messung mit dem Filterspektrometer . . . . .	70
5.3	Messung mit dem Martin-Puplett-Interferometer . . . . .	72
5.3.1	Aufbereitung der Spektren . . . . .	72
5.3.2	Rekonstruktion der Pulsform . . . . .	74
5.4	Optimierung der Beschleunigereinstellung für den FEL . . . . .	77
5.5	Schnelles Spektrometer . . . . .	78
<b>6</b>	<b>Elektro–optische Pulslängenmessung</b>	<b>80</b>
6.1	Pockels–Effekt . . . . .	82
6.2	THz–Spektroskopie . . . . .	84
6.3	Methoden zur Pulsabtastung . . . . .	85
6.3.1	Synchronisierte Abtastung . . . . .	86
6.3.2	Differential Optical Gating . . . . .	87
6.4	Synchronisation des Ti:Saphir–Lasers . . . . .	89
6.5	Direkte Feldmessung am S–DALINAC . . . . .	93
6.6	Elektro–optische Abtastung am TTF–Linac . . . . .	98
6.6.1	TTF–LINAC . . . . .	99
6.6.2	Geplante Experimente . . . . .	100
<b>7</b>	<b>Vergleich verschiedener Methoden zur Pulslängenbestimmung</b>	<b>103</b>
<b>8</b>	<b>Schlußbemerkungen und Ausblick</b>	<b>106</b>
<b>A</b>	<b>Hilfsmittel zur Spektrometersimulation</b>	<b>108</b>
A.1	Materialparameter . . . . .	108
A.2	Multilayer . . . . .	109
A.3	Polarisationsoptik . . . . .	110
A.4	Eingabedaten für Spektrometersimulationen . . . . .	112
	<b>Quellenverzeichnis</b>	<b>113</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

Die Entwicklung von Teilchenbeschleunigern mit immer höheren Energien bei gleichzeitig stetiger Verbesserung der Strahlqualität hat ein tiefgehendes Verständnis der Struktur der Materie ermöglicht, gleichzeitig aber auch zu Anwendungen in anderen Gebieten der Forschung wie der Biologie bis hin zur Medizin geführt. Beginnend mit der zunächst als nachteilig betrachteten Synchrotronstrahlung hat sich der Einsatz von Elektronenbeschleunigern als Quelle elektromagnetischer Strahlung etabliert. Durch den einige Größenordnungen umfassenden Energiebereich der Elektronenbeschleuniger bis zu vielen GeV stehen Synchrotronstrahlungsquellen zur Verfügung, die ein breites Spektrum elektromagnetischer Strahlung vom fernen Infrarot bis zu harter Röntgenstrahlung liefern.

Die Entdeckung kohärenter Strahlungsprozesse von gepulsten Elektronenstrahlen [1] führte zu dem Laser vergleichbaren Strahlungsquellen. Insbesondere der Freie-Elektronen-Laser (FEL) [2] hat sich seit seiner erstmaligen Realisierung in Stanford [3, 4] als Ergänzung zum konventionellen Laser entwickelt, da die verschiedenen Eigenschaften der erzeugten Strahlung, wie Wellenlänge, Zeitstruktur und Strahlungsleistung ausschließlich von innerhalb gewisser Grenzen frei wählbaren Parametern des Elektronenstrahls und des Magnetsystems des FEL abhängen und damit ein solcher Laser den Bedürfnissen des Nutzers entsprechend ausgelegt werden kann. Vor allem die Durchstimmbarkeit in der Wellenlänge ist dabei von großem Interesse. Die verschiedenen weltweit installierten Einrichtungen [5] decken einen beachtlichen Teil des elektromagnetischen Spektrums ab, der von sehr langwelliger Strahlung im Bereich der mm-Wellen bis in das Gebiet sehr kurzwelliger ultravioletter Strahlung reicht. Große Anstrengungen werden zur Zeit unternommen, mit sogenannten SASE-FELs (Self-Amplified Spontaneous Emission) von den gegenwärtig an der Tesla Test Facility (TTF) erreichten 100 nm Wellenlänge [6] zu 6 nm in den Bereich der Röntgenstrahlen zu gelangen.

Durch die Weiterentwicklung konventioneller Laser werden von diesen mittlerweile Parameter erreicht, die zuvor nur mit einem FEL erzielt werden konnten. So sind OPA-Systeme (Optical Parametric Amplifier) aufgebaut worden, die durchstimmbar den Infrarotbereich bis 20  $\mu\text{m}$  abdecken. Mit *high harmonic generation* in einem Plasma können kohärente Strahlungspulse bis zu wenigen Nanometern erzeugt werden. Dennoch wird es auch in Zukunft dem FEL vorbehaltene Anwendungen geben, die in der mit einem FEL erreichbaren Strahlqualität und vor allem in der Möglichkeit begründet sind, ultrakurze La-

serpulse bei gleichzeitig hoher Wiederholrate bereitzustellen, wie es bei dem IR-DEMO FEL am TJNAF [7] mit einer mittleren ausgekoppelten Leistung von 1.7 kW bei einer Wiederholrate von 37 MHz erreicht wurde.

Die hohen Anforderungen an die Qualität des Elektronenstrahls eines Beschleunigers, mit dem ein FEL betrieben werden soll, haben in den letzten Jahren zur Entwicklung zahlreicher Diagnoseverfahren für die verschiedenen transversalen und longitudinalen Strahlparameter geführt [8]. Für eine hohe Verstärkung beim FEL-Prozess ist insbesondere der Spitzenstrom der Elektronenpakete von Bedeutung, der aus einer Messung der Länge dieser Pakete bestimmt werden muß. Bei den in RF-Beschleunigern erreichten Pulslängen von einigen 100 Femtosekunden bis zu wenigen Pikosekunden sind sowohl Meßverfahren im Zeitbereich, z. B. mit einer Streak-Kamera [9], als auch im Frequenzbereich mit spektroskopischen Methoden angewendet bzw. entwickelt worden. Letztere nutzen die kohärente Emission von Strahlung bei mit der Pulslänge vergleichbaren Wellenlängen durch verschiedene Strahlungsprozesse eines Elektronenstrahls mit relativistischer Geschwindigkeit aus. Die Verwendung von kohärenter Übergangsstrahlung (CTR) [10] hat sich dabei als besonders geeignet erwiesen.

Der am supraleitenden Darmstädter Elektronenlinearbeschleuniger S-DALINAC [11] aufgebaute Freie-Elektronen-Laser [12–21] war nach dem in Stanford der zweite an einem derartigen Beschleuniger. Durch die Verwendung supraleitender Beschleunigungskavitäten ist eine hohe Wiederholrate der Elektronenpulse von 10 MHz für die FEL-Zeitstruktur möglich, mit der erstmals ein *continuous wave* (cw) Betrieb demonstriert werden konnte [22–24].

Zugleich ist der FEL am S-DALINAC aber auch derjenige mit der geringsten Kleinsignalverstärkung, die nur 4 % beträgt, was zum Anschwingen dieses Lasers die Einhaltung aller Strahlparameter, insbesondere der Energieunschärfe und Pulslänge erforderlich macht. Dabei muß sowohl die Energieunschärfe weniger als 0.3 % sein, als auch der Spitzenstrom mehr als 1.5 A betragen [25]. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit sollte daher ein Meßsystem konzipiert und aufgebaut werden, das die Messung der Elektronenpulslänge an den entscheidenden Positionen vor dem Eintritt des Elektronenstrahles in den Hauptbeschleuniger und hinter dem Undulator des FEL ermöglicht und dazu den Nachweis kohärenter Übergangsstrahlung mit einem Martin-Puplett-Interferometer verwendet.

Mit der Entwicklung der THz-Spektroskopie, die durch eine elektro-optische Abtastung mit einem fs-Lasersystem die Messung elektrischer Felder mit einer Zeitauflösung im Bereich von Femtosekunden gestattet, wurde der Einsatz dieses Verfahrens zur Elektronenstrahldiagnose vorgeschlagen [26] und an Beschleunigern mit vergleichsweise hoher Bunchladung von einigen 100 pC bis zu nC durchgeführt [27,28]. Im Rahmen dieser Arbeit wurde untersucht, ob auch bei den kleinen Bunchladungen von wenigen pC des S-DALINAC diese Methode anwendbar ist, und ob damit ein zu den oben aufgeführten spektroskopischen Messungen unabhängiges Verfahren im Zeitbereich zur Verfügung stehen könnte.



Das Kap. 2 stellt den Beschleuniger S-DALINAC und den daran aufgebauten Freielektronen-Laser vor. In Kap. 3 werden zunächst die Grundlagen der Emission von Übergangsstrahlung behandelt, um anschließend den Einfluß der Geometrie des Meßaufbaus zu studieren und mit einer Multi-Moden-Berechnung der Strahlungsausbreitung die spektrale Transmission durch einen Meßaufbau berechnen zu können. Das Kapitel endet mit einer Darstellung der kohärenten Strahlungsemission von Elektronenstrahlen, die die Basis für die spektroskopischen Pulslängenmessungen ist, und der bei Intensitätsmessungen erforderlichen Rekonstruktion der Phase des Spektrums, um die zugrunde liegende Pulsform bestimmen zu können. Die am S-DALINAC verwendeten Spektrometer werden in Kap. 4 vorgestellt und mit den im vorherigen Kapitel dargelegten Verfahren wird ihre Effizienz bestimmt. Der zweite Teil des Kapitels behandelt die eingesetzten Detektoren und geht insbesondere auf die Empfindlichkeit der pyroelektrischen Detektoren ein. Kapitel 5 behandelt die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen werden. Die Auswertung der Spektren und die Rekonstruktion der Pulsform schließen sich an. Am Ende des Kapitels wird die durch diese Messungen ermöglichte Optimierung der Einstellungen des Beschleunigers für den FEL-Betrieb diskutiert und ein Konzept vorgestellt, für diese Aufgabe ein Meßgerät einzusetzen, das eine ständige Kontrolle der Pulslänge ermöglicht.

Das elektro-optische Abtastverfahren zur direkten Messung des Coulombfeldes des Elektronenstrahls wird in Kap. 6 behandelt. Nach den Grundlagen des Pockels-Effekts und der THz-Spektroskopie werden die Methoden zur Abtastung der zu messenden Pulsform diskutiert und die dazu aufgebaute Synchronisation des Ti:Saphir-Lasers mit der Frequenz des Beschleunigers vorgestellt. Der Beschreibung des hinter dem Injektor des S-DALINAC aufgebauten Meßplatzes folgt eine Analyse der Ursachen, die für die ausgebliebenen Resultate dieses ersten Experiments vermutet werden. Im letzten Teil des Kapitels wird das sich an der TESLA Test Facility (TTF) zur Zeit im Aufbau befindliche Experiment zur elektro-optischen Abtastung von Übergangsstrahlung vorgestellt zusammen mit den zwischenzeitlich erfolgten Verbesserungen an verschiedenen Komponenten der dort verwendeten Teile des alten Experiments.

In Kap. 7 werden die gegenwärtig verfügbaren Methoden zur Bestimmung der longitudinalen Ladungsverteilung in Elektronenbunchen zusammengestellt und ihre Einsetzbarkeit am S-DALINAC diskutiert.

Die Arbeit endet mit einer Schlußbemerkung und einem Ausblick, denen noch ein Anhang folgt, der verschiedene Hilfsmittel bei der Berechnung der Spektrometereffizienz aufführt.

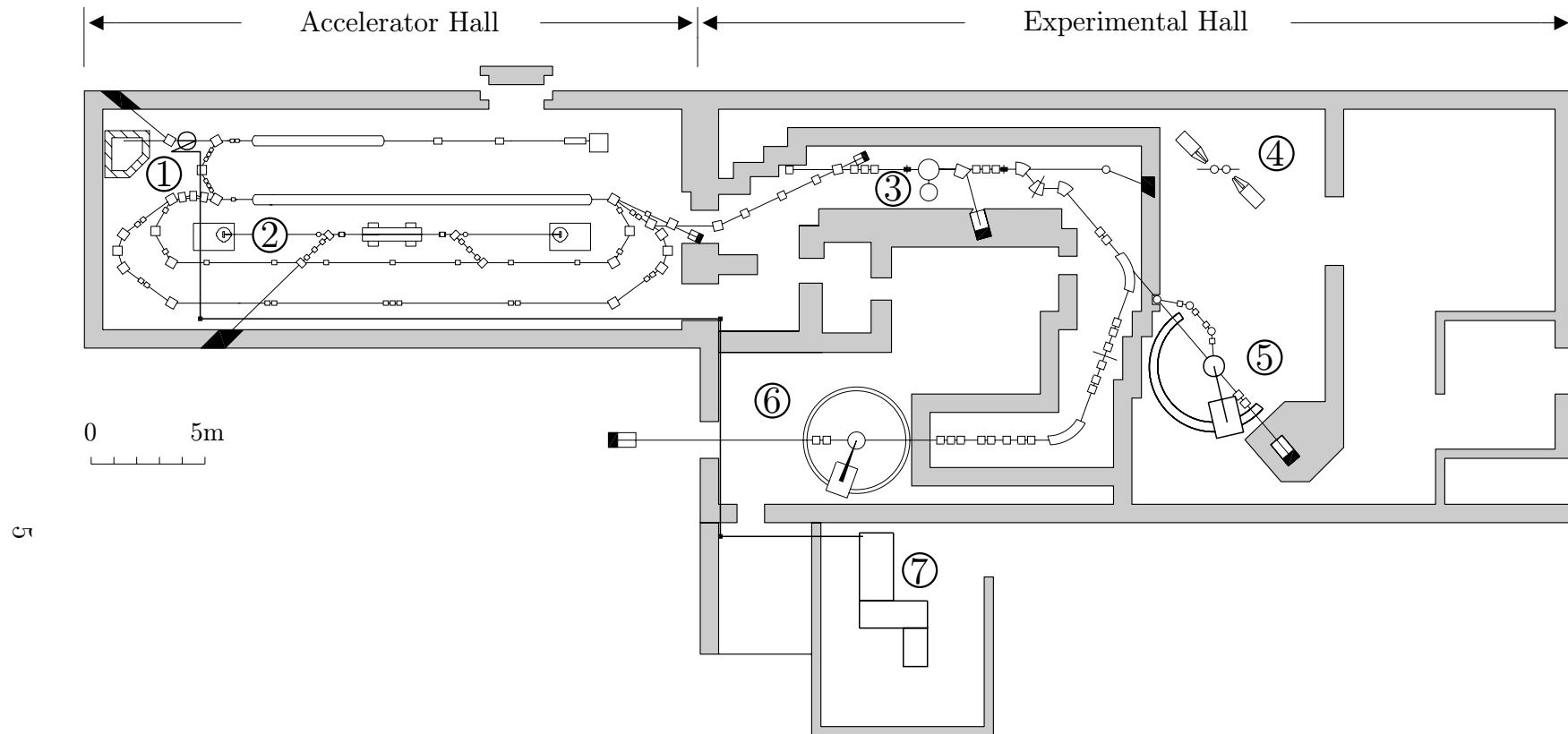
## Kapitel 2

# S–DALINAC und FEL

Der in Darmstadt betriebene Elektronenlinearbeschleuniger S–DALINAC verwendet supraleitende Beschleunigungskavitäten aus Niob, wodurch neben einer hohen Strahlqualität auch ein Dauerstrichbetrieb (cw) bei einer Beschleunigungsfrequenz von 3 GHz erreicht werden kann. Der Grundriß des Beschleunigers mit den verschiedenen Experimentierplätzen ist in Abb. 2.1 dargestellt. Die Parameter des Beschleunigers und des Freielektronen–Lasers sind in Tab. 2.1 zusammengefaßt.

Nach einer elektrostatischen Vorbeschleunigung der von einer thermischen Kathode emittierten Elektronen auf eine Energie von 250 keV wird im normalleitenden Teil der Injektion mit einer Chopper/Prebuncher–Sektion die zur weiteren Beschleunigung in den Hochfrequenzstrukturen notwendige Zeitstruktur aufgeprägt. Mit einer 2– und einer 5–zelligen Einfangstruktur und zwei weiteren 20–zelligen Strukturen erfolgt im supraleitenden Teil des Injektors eine Beschleunigung auf bis zu 11 MeV. Der Strahl mit einem Durchschnittsstrom bis zu  $60\text{ }\mu\text{A}$  kann in einem Niederenergiemeßplatz zur Untersuchung von Channeling– [29] und parametrischer Röntgenstrahlung [30] sowie für Experimente mit Kernresonanzfluoreszenz [31] verwendet werden. Gleichfalls an dieser Stelle befand sich das in Kap. 6 beschriebene Experiment zur elektro–optischen Abtastung (EOS) des Elektronenstrahls. Alternativ erfolgt nach einer Umlenkung um  $180^\circ$  der Eintritt des Strahls in den Hauptbeschleuniger, wo er durch 8 ebenfalls 20–zellige Strukturen einen Energiegewinn von maximal 40 MeV erfährt. Durch die zwei Rezirkulationen kann der Hauptbeschleuniger insgesamt bis zu 3 mal durchlaufen werden, so daß der Elektronenstrahl mit einer Maximalenergie von 130 MeV in die Experimentierhalle extrahiert wird. Dort können neben Experimenten zur Strahlungsphysik bei hohen Energien [32] auch solche mit inklusiver ( $e,e'x$ ) und exklusiver ( $e,e'$ ) Elektronenstreuung [33–35] an den beiden Magnetspektrometern durchgeführt werden. Im Aufbau befindet sich derzeit ein Meßplatz zur Compton–Streuung des Nukleons [36].

Der Freielektronen–Laser ist in einer Bypass–Sektion zur Geraden der ersten Rezirkulation aufgebaut, wobei über je zwei  $45^\circ$  ablenkende Dipolmagnete der Elektronenstrahl durch den Undulator und anschließend in einen Strahlfänger gelenkt wird. Der auf die Zeitstruktur von 10 MHz im FEL–Betrieb abgestimmte 15 m lange optische Resonator speichert die im Undulator erzeugte spontane Strahlung für die Wechselwirkung mit den



**Abb. 2.1:** Der supraleitende Darmstädter Elektronenlinearbeschleuniger S-DALINAC. ① Niederenergie-Strahlungsphysik, Kernresonanzfluoreszenz ( $\gamma, \gamma'$ ) und EOS-Experiment, ② Undulator und Resonator des Freie-Elektronen-Lasers, ③ Hochenergie-Strahlungsphysik, ④ Compton-Streuung am Nukleon, ⑤ QCLAM-Spektrometer für koinzidente (e,e'x)-Experimente, ⑥ Energieverlust-Spektrometer für hochauflösende (e,e')-Experimente und ⑦ Optisches Labor des FEL mit dem Transfersystem des Lasers vom DS-Tisch in der Beschleunigerhalle zum Labor. Hierüber erfolgte auch der Transport des Ti:Saphir-Laserstrahls aus dem Labor zum EOS-Experiment.

nachfolgenden Elektronenpaketen. Die FEL-Strahlung wird durch dielektrisch beschichtete Spiegel aus dem Resonator ausgekoppelt und entweder ersten Diagnoseeinrichtungen auf den beiden optischen Tischen in der Beschleunigerhalle oder vom sogenannten *downstream*-Tisch aus über ein 50 m langes Transfersystem weiteren Diagnosemöglichkeiten sowie den Experimentaufbauten im optischen Labor des FEL zugeführt.

Während zweier Strahlzeiten des FEL-Experiments konnte bisher mit Elektronenenergien um 30 MeV ein Betrieb des Lasers bei Wellenlängen von  $6.6\,\mu\text{m}$  bis  $7.7\,\mu\text{m}$  mit bis zu 3 W Durchschnittsleistung erreicht werden [24, 25]. Erstmals konnte auch ein Dauerstrichbetrieb eines FEL gezeigt werden. Neben Untersuchungen mit einem getaperten Undulator [37, 38] zur Erhöhung des Wirkungsgrades standen Experimente zur Wechselwirkung der FEL-Strahlung mit biologischem Gewebe im Vordergrund [39, 40]. Die dazu wünschenswerte Erhöhung der Pulsleistung soll mit einem im optischen Labor des FEL aufgebauten parametrischen Verstärker auf Er:YAG-Basis erreicht werden [41]. Ebenfalls in diesem Labor befand sich das für die elektro-optische Abtastung benötigte Ti:Saphir-Lasersystem, dessen Strahl dazu über das Transfersystem des FEL in die Beschleunigerhalle zum Meßplatz hinter dem Injektor geleitet wurde.

Für den Betrieb des FEL war eine Modifikation der Zeitstruktur des Beschleunigers notwendig, da bei der Beschleunigerfrequenz von 3 GHz und dem durch die Leistung der Klystren begrenzten Durchschnittsstrom von  $60\,\mu\text{A}$  der Spitzenstrom für eine ausreichende Kleinsignalverstärkung zu erreichen war. Daher wurde für den erforderlichen Spitzenstrom von 2.7 A für den FEL der Länge des optischen Resonators entsprechend als Frequenz die 300te Subharmonische von 3 GHz bei 10 MHz gewählt und eine Subharmonische Injektion aufgebaut [42], die einen einfachen Wechsel zwischen den beiden Betriebsmodi des Beschleunigers erlaubt. Die Kathode der Elektronenkanone wird mit 10 MHz gepulst und liefert Elektronenpakete von ca. 1 ns Dauer, aus denen mit einer subharmonischen 600 MHz Chopper/Prebuncher-Sektion Pulse von 370 ps Länge ausgeschnitten und bis zum Eintritt in den Injektorbeschleuniger auf 5 ps verkürzt werden. Im Injektor erfolgt dann die weitere Kompression der Pulslänge auf 2 ps. Eine nachträglich in das Kryomodul des Injektors integrierte 2-zellige Einfangstruktur [43], die auf die Elektronengeschwindigkeit von  $\beta = 0.85$  ausgelegt ist, soll verschiedenen Simulationen [43, 44] gemäß eine bessere Wahl der Referenzphasen im Injektor und damit eine verminderte Energieunschärfe bei gleichzeitig erhöhter Strahlenergie ermöglichen. Überdies wurde darauf hingewiesen, mit dem Injektor eine gezielte Korrelation im longitudinalen Phasenraum einzustellen und den Elektronenbunch mit dem im ursprünglichen Konzept isochron geplanten Injektorbogen [45] magnetisch zu komprimieren.

Mit dem vor dem Eintritt des Strahls in den Hauptbeschleuniger aufgebauten Meßplatz zur Elektronenpulslänge kann untersucht werden, mit welchen Parametern die kürzesten Pulslängen zu erzielen sind. Die zugehörigen Messungen sind in Kap. 5 aufgeführt. Der zweite, hinter dem Undulator befindliche Meßplatz, dient dazu, den Hauptbeschleuniger und die Strahlführung der ersten Rezirkulation so zu optimieren, daß die Pulslänge sich

**Tab. 2.1:** Parameter des Freie-Elektronen-Lasers am S-DALINAC

Elektronenstrahl		
Energie	MeV	25 – 50
Energieunschärfe	%	< 0.3
Emmitanz	$\pi$ mm mrad	< 60
mittlerer Strom	$\mu$ A	60
Spitzenstrom	A	2.7
Pulslänge	ps	2
Wiederholrate	MHz	10
Betriebsart		cw
Undulator & Resonator		
Periodenlänge	mm	32
Polschuhabstand	mm	15.5 – 25
Periodenanzahl		80
Undulatorparameter K		1.2 – 0.5
Resonatorlänge	m	15
Rayleighlänge	m	2.74
FEL-Strahl		
Kleinsignalverstärkung	(%)	< 4
Leistung	W	3
Pulsenergie	$\mu$ J	0.3
Wellenlänge	$\mu$ m	10 – 2.5

nicht vergrößert. Mit Meßplätzen für die Energieunschärfe [46] kann gleichzeitig kontrolliert werden, daß auch dieser für das Anschwingen des FEL kritische Parameter unter seinem tolerierbaren Wert von 0.3 % bleibt.

## Kapitel 3

# Theorie der Übergangsstrahlung

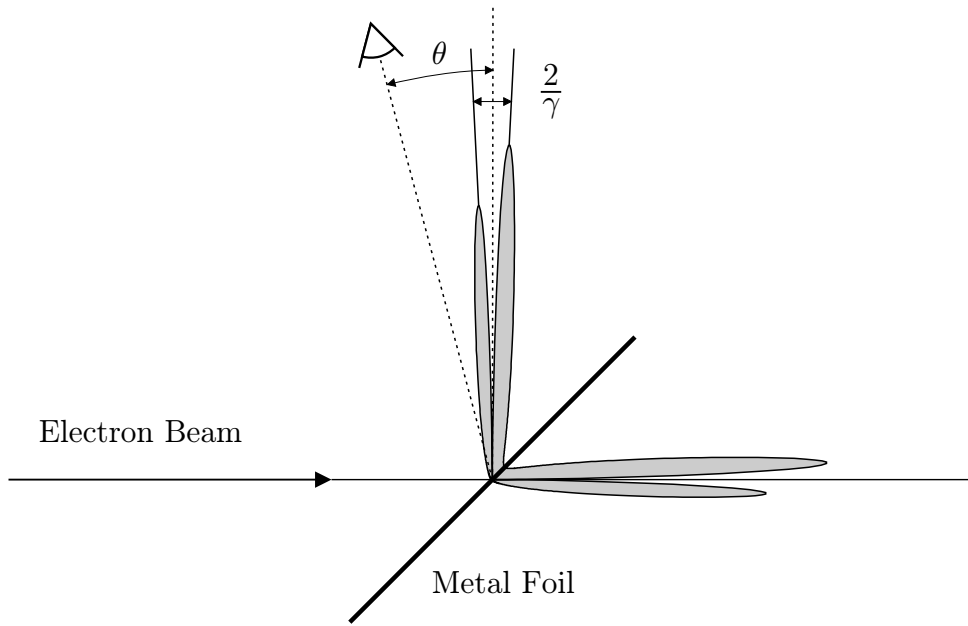
Ein geladenes Teilchen, das sich geradlinig mit relativistischer Geschwindigkeit fortbewegt, gibt keine elektromagnetische Strahlung ab, es sei denn, das Teilchen selbst wird beschleunigt, oder es bewegt sich in einem Medium, dessen elektromagnetische Eigenschaften sich ändern. Im Fall einer beschleunigten Ladung führt dies beispielsweise zu Synchrotron- oder Undulatorstrahlung. Wenn sich ein geladenes Teilchen gleichförmig durch ein Medium bewegt, in dem die Lichtgeschwindigkeit kleiner als die Teilchengeschwindigkeit ist, wird Tscherenkow-Strahlung emittiert. Der Transport von Teilchenpaketen durch das Vakuumsystem eines Beschleunigers führt an den Stellen, an denen sich die Geometrie des Vakuumsystems ändert, zur Entstehung von Wakefeldern. Der Durchgang eines Teilchens durch eine Apertur bedingt die Emission von sogenannter Diffraction Radiation. Der als Übergangsstrahlung oder Transition Radiation (TR) bezeichnete Effekt entsteht schließlich beim Übergang eines Teilchens durch die Grenzfläche zwischen zwei Medien mit unterschiedlicher Dielektrizitätszahl.

Hierbei ist es notwendig, daß das jeweils von der Ladung mitbewegte Coulombfeld sich den wechselnden Randbedingungen auf dem Weg des Teilchens anpassen muß. Dies ist nur möglich, wenn gleichzeitig ein passendes Strahlungsfeld emittiert wird. Die Intensität, die Winkelverteilung und das Spektrum der Strahlung müssen berücksichtigt werden, wenn eine dieser Strahlungsarten zur Diagnose der Eigenschaften einzelner Teilchen oder zur Diagnose kollektiver Parameter von Teilchenstrahlen verwendet werden soll. Übergangsstrahlung hat sich hierzu als besonders geeignet erwiesen, wie im folgenden näher erläutert wird.

Die spektrale und räumliche Verteilung der Energie der von Frank und Ginsburg 1944 postulierten Übergangsstrahlung [47] ist für den einfachsten Fall des Übergangs einer Ladung  $q$  der Geschwindigkeit  $\beta c$  vom Vakuum in einen perfekten Leiter in hinreichend großem Abstand vom Entstehungsort der Strahlung in Gaußschen Einheiten durch

$$\frac{d^2W}{d\omega d\Omega} = \frac{q^2}{\pi^2 c} \frac{\beta^2 \sin^2 \theta}{(\gamma^{-2} - \beta^2 \sin^2 \theta)^2} \quad (3.1)$$

gegeben, wobei  $\theta$  den Winkel zwischen der Beobachtungsrichtung und der Symmetrieachse bildet und  $\gamma$  der relativistische Lorentzfaktor ist. Die Integration über den Raumwinkel  $\Omega$

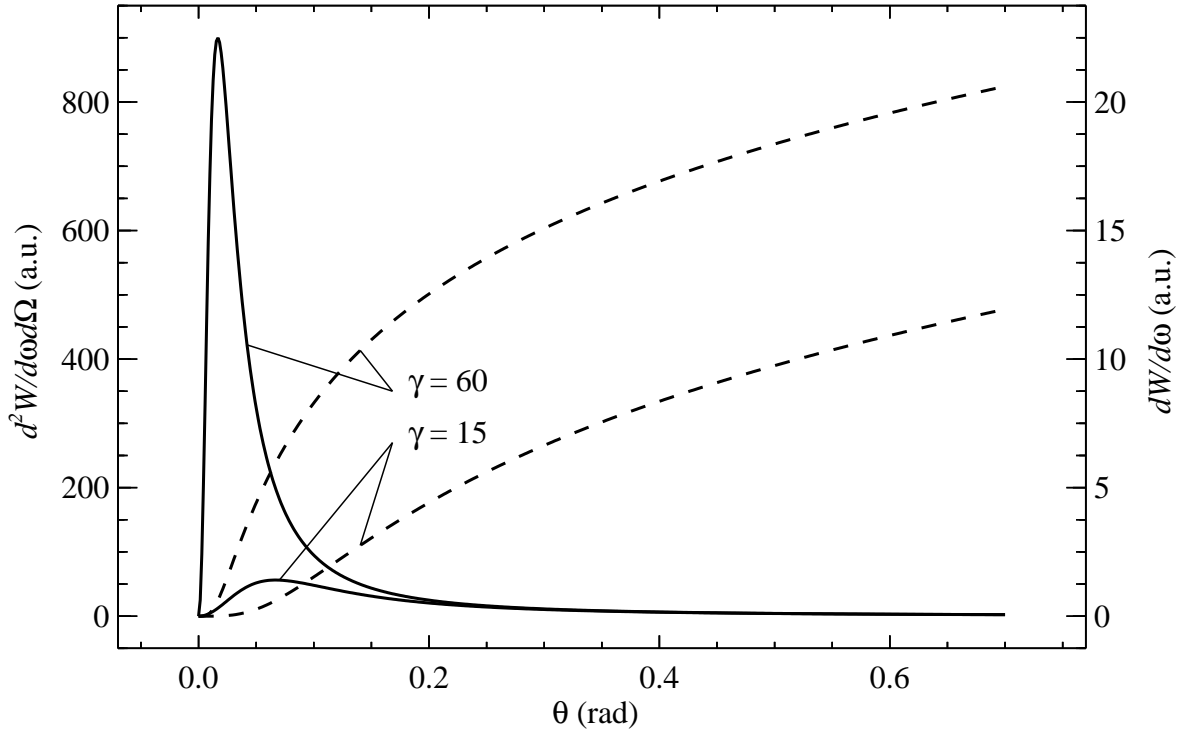


**Abb. 3.1:** Emission von Übergangsstrahlung an einer Metallfolie. Die Teilchen eines Elektronenstrahles treffen auf die Folie und führen zur Emission von Strahlung in die optische Reflexionsrichtung zur Einfallsrichtung des Teilchenstrahls beim Eintritt in die Folie sowie in Richtung des Strahls selbst beim Verlassen der Folie. Die Strahlungskeulen stellen jeweils einen Schnitt durch den Strahlungskegel mit dem Öffnungswinkel  $2/\gamma$  dar.

liefert die spektrale Verteilung

$$\frac{dW}{d\omega} = \frac{q^2}{\pi^2 c} 2\pi \left[ \ln 2\gamma - \frac{1}{2} \right]. \quad (3.2)$$

Als wesentliche Eigenschaften dieser Strahlungsemission nach Gl. (3.1) erkennt man, daß sie um einen Öffnungswinkel  $1/\gamma$  konzentriert ist und keine Abhängigkeit von der Frequenz  $\omega$  aufweist. Die Strahlung ist radial polarisiert, d. h. der elektrische Feldvektor liegt in der Ebene, die von der Symmetrieachse des Strahlungskegels und der Beobachtungsrichtung aufgespannt wird. Alle diese Eigenschaften lassen sich anschaulich zum einen dadurch begründen, daß es in der hier gewählten Geometrie keine Längenskala gibt, die eine Abhängigkeit von der Wellenlänge und damit von der Frequenz begründen würde, zum anderen durch die radiale Symmetrie des für die Emission verantwortlichen Coulombfeldes, dessen Symmetrie sich ebenfalls im Feld der Übergangsstrahlung wiederfinden muss. Insbesondere wird deshalb auch keine Strahlung in Richtung der Symmetrieachse ausgesendet. Wie bei allen relativistischen Strahlungsprozessen erfolgt auch die Emission dieser Strahlung durch die Lorentzkontraktion des Coulombfeldes hauptsächlich in Richtung kleiner Vorwärtswinkel.



**Abb. 3.2:** Winkelverteilung der Übergangsstrahlung bei einem Lorentzfaktor  $\gamma$  von 15 und 60, d. h. bei Elektronenenergien von ca. 7.5 MeV und 30 MeV. Durchgezogen dargestellt ist die auf die linke Achse bezogene zweifach differentielle Verteilung der Strahlungsenergie nach Gl. (3.1), gestrichelt die auf die rechte Achse bezogene über den Raumwinkel integrierte Verteilung nach Gl. (3.2).

Die Winkelverteilungen gemäß Gl. (3.1) und Gl. (3.2) sind in Abb. 3.2 für zwei verschiedene Elektronenenergien gezeigt. Das Maximum der Intensität bei  $\theta = 1/\gamma$  wächst zwar quadratisch mit  $\gamma$  an, die für eine Messung relevante integrierte Winkelverteilung hängt jedoch nur logarithmisch von der Elektronenenergie ab, wenn ein Winkelbereich erfaßt wird, der wesentlich größer ist als der des zentralen Maximums.

Für die Emission der Übergangsstrahlung von Teilchenpaketen bedeutet die Frequenzunabhängigkeit der Einteilchenemission, daß der zeitliche Verlauf der erzeugten Strahlungsintensität mit dem zeitlichen Profil des Teilchenpakets übereinstimmen muß. Bei Wellenlängen, die vergleichbar mit der Länge eines Pakets oder größer sind, überlagern sich die emittierten Lichtwellen der einzelnen Teilchen kohärent und das erzeugte elektromagnetische Feld hat die gleiche Zeitabhängigkeit wie die Ladungsverteilung des Teilchenpakets.

Der nächste Abschnitt behandelt die Herleitung der Formeln für die Emission von Übergangsstrahlung. Davon ausgehend wird in den folgenden Abschnitten untersucht, wie sich in einem Experiment die geometrischen Randbedingungen eines Vakuumsystems und eines

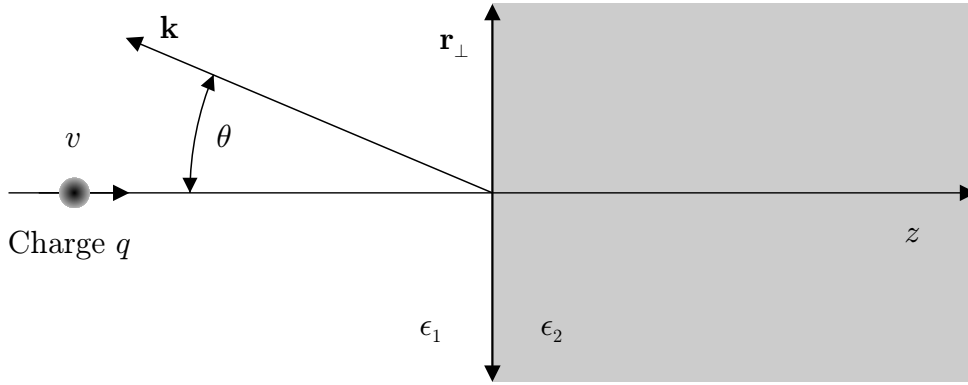


Meßaufbaus auf die Emission dieser Strahlung auswirken, wie sich die Strahlungsemission ändert, wenn nicht ein einzelnes geladenes Teilchen, sondern ein räumlich und zeitlich ausgedehntes Teilchenpaket die Emission hervorruft und wie schließlich mit Hilfe Gaußscher Strahlloptik für ein Experiment das Strahlungsspektrum und die Strahlungsverteilung unter Berücksichtigung aller genannten Einflußfaktoren berechnet werden können. Das Kapitel schließt mit einem Abschnitt über die mathematische Rekonstruktion der Phasenverteilung von gemessenen Spektren ab, wenn aus einer Intensitätsmessung die ursprüngliche longitudinale Elektronenverteilung rekonstruiert werden soll.

### 3.1 Übergangsstrahlung im Fernfeld

Die allgemeine Beschreibung der Übergangsstrahlung geht von der in Abb. 3.3 dargestellten Anordnung aus, bei der sich eine Ladung  $q$  mit dem Geschwindigkeitsvektor  $\mathbf{v}$  senkrecht zur Grenzfläche von einem Medium mit der Dielektrizitätszahl  $\epsilon_1$  in eines mit  $\epsilon_2$  bewegt, wobei die Zahlen  $\epsilon_1$  und  $\epsilon_2$  komplexe Werte annehmen können, wenn absorbierende Medien oder Metalle beteiligt sind. Zur Berechnung der erzeugten Strahlungsfelder wird in ähnlicher Weise vorgegangen wie bei der Herleitung der Fresnelschen Formeln für die Reflexion und Transmission ebener Wellen an einer ebenen Grenzfläche, bei der die Amplitude und Richtung der einzelnen Wellen durch die Forderung bestimmt werden, die Randbedingungen an der Grenzfläche zu erfüllen. Der Unterschied hierzu besteht darin, daß das erzeugende Feld keine ebene Welle, sondern das elektromagnetische Feld einer gleichförmig bewegten Ladung ist, die sich mit einer Geschwindigkeit bewegt, die kleiner ist als die Lichtgeschwindigkeit. Durch die unterschiedlichen Dielektrizitätszahlen in beiden Medien ist dieses 'Ladungsfeld' beiderseits der Grenzfläche verschieden. Damit die Randbedingungen an der Grenzfläche eingehalten werden, müssen daher zwei Strahlungsfelder bestimmt werden, die sich in beiden Raumhälften jeweils von der Grenzfläche her ausbreiten. Da für diese Arbeit nur der Fall eines Übergangs vom Vakuum in ein Metall von Bedeutung ist, und um die Herleitung übersichtlich zu halten, wird  $\epsilon_1 = 1$  und  $\epsilon_2 = \infty$  gesetzt; d.h. das Raumgebiet 2 ist ein perfekter Leiter und nur im Raumgebiet 1 sind Felder existent. Eine vollständige Beschreibung ist in [48] angegeben.

Die Symmetrie der in Abb. 3.3 gezeigten Anordnung legt die Verwendung von Zylinderkoordinaten nahe. Der Ortsvektor  $\mathbf{r}$  wird dazu in die Komponenten  $\mathbf{r}_\perp$  senkrecht zum Normalenvektor der Grenzfläche und  $z$  in dessen Richtung aufgespalten. Mit den Vektoren der elektromagnetischen Felder  $\mathbf{E}$  und  $\mathbf{H}$  wird gleichermaßen verfahren. Ein Index  $()^q$  bzw.  $()^R$  soll jeweils das Ladungsfeld und das Strahlungsfeld bezeichnen. Für das weitere Vorgehen ist es notwendig, diese Felder in ihre Fourierkomponenten bezüglich der Zeit und der transversalen Raumkoordinate  $\mathbf{r}_\perp$  zu zerlegen. Die Abhängigkeit der Felder von der  $z$ -Komponente wird nicht transformiert, da die Position der Grenzfläche eine Funktion dieser Koordinate ist. Für eine Komponente  $f(\mathbf{r}, t)$  eines dieser Vektorfelder gilt



**Abb. 3.3:** Geometrie zur Berechnung des TR-Spektrums

$$f(\mathbf{r}, t) = \int f_\omega(\mathbf{r}) e^{-i\omega t} d\omega = \int f_{\kappa, \omega}(z) e^{i\kappa \mathbf{r}_\perp - i\omega t} d\kappa d\omega. \quad (3.3)$$

Die Frequenzen  $\omega = kc$  sind dabei der Zeit  $t$  und die Raumfrequenzen  $\kappa$  der transversalen Raumkoordinate  $\mathbf{r}_\perp$  zugeordnet. Zur besseren Übersicht wird der Index  $\omega$  im folgenden weggelassen, da fast ausschließlich Felder im Frequenzraum betrachtet werden.

Das elektromagnetische Feld einer mit der Geschwindigkeit  $v = \beta c$  bewegten elektrischen Ladung  $q$  ergibt sich aus einer Lorenztransformation des Coulombfeldes. Die nur in der Zeitkoordinate transformierten Frequenzkomponenten des elektrischen Feldes sind [49]

$$\mathbf{E}^q(\mathbf{r}) = \frac{q}{i\pi v} e^{ikz/\beta} \frac{k}{\gamma\beta} \left[ \gamma^{-1} K_1 \left( \frac{kr_\perp}{\gamma\beta} \right) \mathbf{e}_z + K_1 \left( \frac{kr_\perp}{\gamma\beta} \right) \mathbf{e}_\perp \right]. \quad (3.4)$$

Die auch in der transversalen Koordinate  $\mathbf{r}_\perp$  transformierten Frequenzkomponenten sind

$$\mathbf{E}_\kappa^q(z) = \frac{q}{i\pi v} \frac{1}{2\pi} e^{ikz/\beta} \frac{1}{k^2/\gamma^2\beta^2 + \kappa^2} \left[ \frac{k}{\gamma\beta} \gamma^{-1} \mathbf{e}_z + \kappa \right]. \quad (3.5)$$

Das gesuchte Strahlungsfeld muß die Wellengleichung für elektromagnetische Felder im Vakuum erfüllen. Sie lautet

$$(\partial^2/\partial z^2 + k^2 - \kappa^2) E_\kappa^R(z) = 0 \quad (3.6)$$

mit den fouriertransformierten Differentialoperatoren. Eine Lösung ist

$$\mathbf{E}_\kappa^R(z) = \mathbf{E}_\kappa^R(0) e^{\pm i\sqrt{k^2 - \kappa^2} z}. \quad (3.7)$$

Da eine Welle gesucht ist, die sich von der Grenzfläche aus in Richtung der negativen  $z$ -Achse ausbreitet, muß für den Phasenfaktor das negative Vorzeichen gewählt werden. Für die Lösung mit Raumfrequenzen  $\kappa \geq k$  ist der Phasenfaktor als  $e^{\sqrt{\kappa^2 - k^2} z}$  zu schreiben und

stellt eine exponentiell gedämpfte Welle dar, die für das Strahlungsfeld im Fernfeld keinen Beitrag liefert. Der transversale Anteil des elektrischen Feldvektors des Strahlungsfeldes  $\mathbf{E}_\perp^R$  wird durch die Randbedingung bestimmt, daß die Feldlinien des Gesamtfeldes, der Summe aus Strahlungsfeld und Ladungsfeld, senkrecht auf der Grenzfläche liegen, also

$$\mathbf{E}_\perp = \mathbf{E}_\perp^q + \mathbf{E}_\perp^R = 0. \quad (3.8)$$

Der longitudinale Anteil ergibt sich aus dem Coulombgesetz ohne Quellenterm  $\nabla \cdot \mathbf{E}^R = 0$  zu

$$E_{\kappa,z}^R(z) = \frac{1}{\sqrt{k^2 - \kappa^2}} \kappa \cdot \mathbf{E}_{\kappa,\perp}^R(z). \quad (3.9)$$

Der elektrische Feldvektor des gesuchten Strahlungsfeldes ist

$$\mathbf{E}_\kappa^R(z) = \frac{iq}{\pi v} \frac{1}{2\pi} e^{-i\sqrt{k^2 - \kappa^2}z} \frac{1}{k^2/\gamma^2\beta^2 + \kappa^2} \left[ \frac{\kappa^2}{\sqrt{k^2 - \kappa^2}} \mathbf{e}_z + \kappa \right]. \quad (3.10)$$

Über das Induktionsgesetz kann das zugehörige Magnetfeld bestimmt werden. Es besitzt nur eine azimuthale Komponente, die mit der transversalen Komponente des elektrischen Feldes durch

$$H_{\kappa,\phi}^R(z) = -\frac{k}{\sqrt{k^2 - \kappa^2}} \mathbf{e}_\perp \cdot \mathbf{E}_{\kappa,\perp}^R(z) \quad (3.11)$$

verknüpft ist. Die Gln. (3.9) und (3.11) sind unabhängig von der speziellen Form des Ladungsfeldes an der Grenzfläche, sofern dieses Feld rotationssymmetrisch ist. Sie gelten daher auch noch, wenn in den folgenden Abschnitten dieses Feld modifiziert werden muß, um zusätzliche Effekte zu berücksichtigen.

Gleichung (3.10) gibt das Strahlungsfeld abhängig von Zeit- und Raumfrequenzen an. Um das entsprechende ortsabhängige Feld zu bestimmen, ist die Fouriertransformation

$$\mathbf{E}^R(\mathbf{r}) = \int d\kappa e^{i\kappa \mathbf{r}_\perp} \mathbf{E}_\kappa^R(z) \quad (3.12)$$

erforderlich, die bis auf das Fernfeld nur numerisch möglich ist und im nächsten Abschnitt zur Untersuchung des Nahfeldbereichs durchgeführt wird. Die Winkelverteilung des Spektrums der emittierten Strahlung kann für das Fernfeld exakt berechnet werden [50]. Dazu wird die insgesamt abgestrahlte Energie betrachtet, die sich als Summe des Strahlungsflusses  $\mathbf{S}(\mathbf{r}, t)$  durch eine Ebene senkrecht zur  $z$ -Achse bei  $z \rightarrow -\infty$  über alle Zeiten ergibt. Da der Poyntingvektor  $\mathbf{S}$  das Produkt des elektrischen mit dem magnetischen Feld ist, muß nach der Parcevalschen Gleichung dieses Integral gleich dem Integral über die zugehörigen fouriertransformierten Funktionen sein. Es gilt daher

$$\begin{aligned} W &= \int dt d\mathbf{r}_\perp (-\mathbf{e}_z) \cdot \mathbf{S}(\mathbf{r}, t) \\ &= \int d\omega d\kappa \frac{c}{4\pi} (2\pi)^3 (-\mathbf{e}_z) \cdot [\mathbf{E}_\kappa^R(z) \times \mathbf{H}_\kappa^{R*}(z)]. \end{aligned} \quad (3.13)$$

Im Fernfeld braucht der exponentiell gedämpfte Teil des Feldes für  $\kappa \geq k$  nicht berücksichtigt zu werden. Dann entfällt die explizite Abhängigkeit von  $z$  und die Integration über die Raumfrequenzen kann auf das Gebiet  $0 \leq \kappa \leq k$  beschränkt werden. Der Raumwinkel  $\Omega$  wird formal durch  $\kappa = k \sin \theta$  eingeführt, so daß sich schließlich als zweifach differentielle Energieverteilung im Fernfeld

$$\frac{d^2 W}{d\omega d\Omega} = c \left| 2\pi k \mathbf{E}_{k \sin \theta, \perp}^R \right|^2 \quad (3.14)$$

ergibt. Durch Einsetzen des elektrischen Feldes aus Gl. (3.10) erhält man den bekannten Ausdruck für die Übergangsstrahlung vom Anfang des Kapitels. Die Strahlung bildet im Fernfeld sphärische Phasenflächen aus. Die elektrischen Feldvektoren liegen in diesen Flächen und sind in Richtung des Einheitsvektors  $\mathbf{e}_\theta$  polarisiert. Für das elektrische Feld gilt

$$\mathbf{E}^R(\mathbf{r}) = \frac{iq}{\pi c} \frac{e^{-ikr}}{r} \frac{\beta \sin \theta}{\gamma^{-2} + \beta^2 \sin^2 \theta} \mathbf{e}_\theta. \quad (3.15)$$

Der allgemeine Ausdruck für die Übergangsstrahlung bei beliebigen Medien mit  $\epsilon_1, \epsilon_2$ , auf dessen Herleitung hier verzichtet wurde, folgt nach dem gleichen Verfahren, nur daß auch im Medium 2 Felder vorhanden sind. Als Resultat erhält man im Medium 1

$$\begin{aligned} \frac{d^2 W}{d\omega d\Omega} = & \frac{q^2 \beta^2}{\pi^2 c} \sqrt{\epsilon_1} \cos^2 \theta \sin^2 \theta \left| \frac{\epsilon_1 - \epsilon_2}{1 - \beta^2 \epsilon_1 \cos^2 \theta} \right|^2 \\ & \cdot \left| \frac{1 - \beta^2 \epsilon_1 + \beta \sqrt{\epsilon_2 - \epsilon_1 \sin^2 \theta}}{(1 + \beta \sqrt{\epsilon_2 - \epsilon_1 \sin^2 \theta}) (\epsilon_2 \cos \theta + \sqrt{\epsilon_1 \epsilon_2 - \epsilon_1^2 \sin^2 \theta})} \right|^2, \end{aligned} \quad (3.16)$$

und durch Vertauschen der Indizes und Ändern des Vorzeichens von  $\beta$  die spektrale Verteilung im Medium 2.

Von praktischer Bedeutung sind nun die Fälle, in denen eines der beiden Medien Vakuum ist, d.h. ein Teilchen vom Vakuum auf ein Target trifft oder dieses ins Vakuum verläßt. Wenn das Material ein Metall ist, dann gilt bis in den sichtbaren Spektralbereich näherungsweise  $\epsilon(\omega) = 1 + 4\pi i\sigma/\omega$  und  $|\epsilon| \gg 1$ . Gleichung (3.16) geht dann in den einfachen Ausdruck (3.1) über, der nicht von der Frequenz der Strahlung abhängt und die Übergangsstrahlung für die longitudinale Strahldiagnose geeignet macht. Bei hohen Frequenzen kann die Näherung  $\epsilon(\omega) = 1 - \omega_p^2/\omega^2$  mit der Plasmafrequenz  $\omega_p$  verwendet werden. Die Emission für ultrarelativistische Energien  $\gamma \gg 1$  erfolgt dann vorwiegend in Vorwärtsrichtung und wird durch die kritische Frequenz  $\omega_{cr} = \gamma\omega_p$  bestimmt. Das Spektrum jenseits dieser Frequenz ist durch den Abfall mit  $\omega^{-4}$  stark unterdrückt, kann aber durch die Skalierung mit dem Lorentzfaktor  $\gamma$  bei hohen Teilchenenergien bis in den Bereich harter Röntgenstrahlen reichen. Die über alle Frequenzen integrierte Strahlungsenergie ist ungefähr proportional zur Abschneidefrequenz  $\omega_{cr}$  und damit auch zur Teilchenenergie. Dies macht verschiedene Anwendungen in der Hochenergiephysik zur Identifikation von Teilchen und zur Messung ihrer Energie möglich [51, 52].

## 3.2 Einfluß geometrischer Randbedingungen

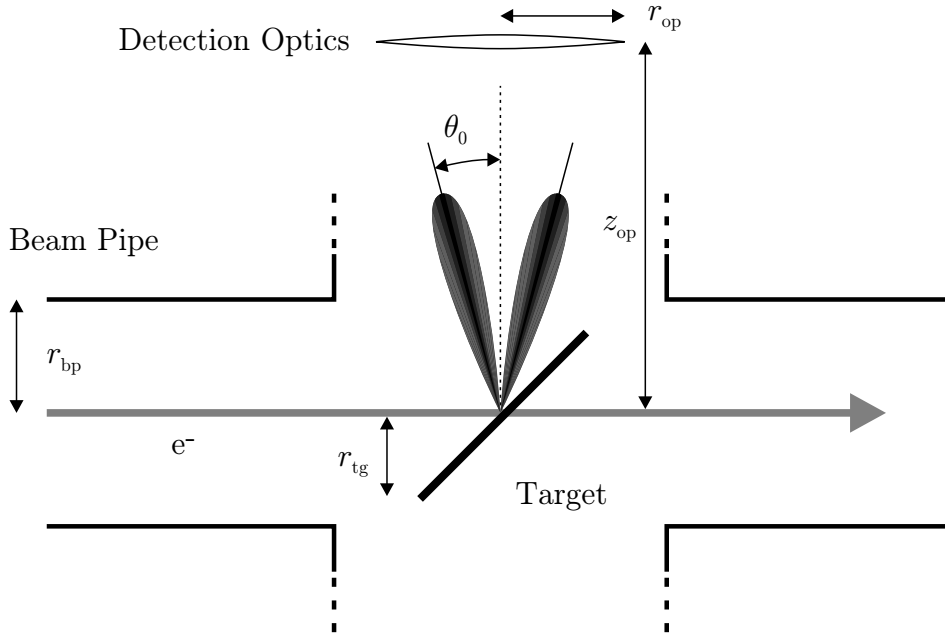
In der bisherigen Betrachtung wurde angenommen, daß das geladene Teilchen aus dem Unendlichen kommend sich durch den freien Raum bewegt, dann eine unendlich ausgedehnte Ebene mit einem anderen Material trifft, und sich die emittierte Strahlung anschließend ungehindert ausbreiten kann, bis sie im Fernfeld nachgewiesen wird. Diese idealisierten Randbedingungen sind in einem Experiment in der Regel nicht gegeben, daher soll im folgenden der Einfluß geometrischer Randbedingungen, die sich aus dem in Abb. 3.4 gezeigten schematischen Meßaufbau ergeben, genauer betrachtet werden. Das Ladungsfeld, das die Quelle der Strahlung bildet, kann bereits durch ein Vakuumrohr des Strahltransportsystems verändert werden, da an der Rohrwand bei  $r_{bp}$  die Randbedingungen für das Coulombfeld des Strahls erfüllt sein müssen. Das Target zur Erzeugung der Übergangsstrahlung hat eine endliche Größe  $r_{tg}$ , so daß nur ein Teil des Ladungsfeldes reflektiert wird. Um die Strahlung aus dem Vakuumsystem herauszuführen, bildet das Target einen Winkel von  $45^\circ$  zur Strahlachse. Schließlich befindet sich der optische Aufbau, der die Strahlung einem Detektor zuführt, in einem endlichen Abstand  $z_{op}$  zur Strahlungsquelle und hat eine Raumwinkelakzeptanz  $\tan \theta_{op} = r_{op}/z_{op}$ . Diese geometrischen Begrenzungen führen zu Beugungseffekten, die die Erzeugung und Ausbreitung der Strahlung bei Wellenlängen in der Größenordnung der Begrenzungen unterdrücken.

### 3.2.1 Formationslänge

Zur quantitativen Beschreibung, ab welchem Abstand von der Strahlungsquelle die Näherung für das Fernfeld zulässig ist, wird die sogenannte Formationslänge eingeführt [50]. Die Übergangsstrahlung entsteht nicht nur an der Grenzfläche selbst, sondern in einem Raumgebiet in beiden Medien beiderseits der Grenzfläche. Die zurückgelegte Wegstrecke  $z$  des Teilchens im jeweiligen Medium, während der die Emission von Strahlung erfolgt, kann abgeschätzt werden, indem die Länge des Überlapps zwischen den Phasenflächen des Ladungsfeldes und des entstehenden Strahlungsfeldes bestimmt wird, in welchem beide Felder konstruktiv interferieren. Das Ladungsfeld hat ebene Phasenflächen  $e^{ikz/\beta}$ , während das Strahlungsfeld eine Kugelwelle darstellt, die den Phasenfaktor  $e^{-ikzn(\omega)\cos\theta}$  hat, wobei  $\theta$  der Winkel zum Beobachter ist. Die Interferenz beider Felder bleibt konstruktiv, solange die Phasendifferenz zwischen ihnen klein bleibt. Diese Bedingung ist erfüllt, wenn  $z$  kleiner ist als die Formationslänge

$$L_{\text{Form}} = \frac{1}{k} \left| \frac{1}{\beta} - n(\omega) \cos \theta \right|^{-1}. \quad (3.17)$$

Damit die maximale Strahlungsintensität erzeugt wird, muß das Teilchen im jeweiligen Medium diese Wegstrecke ungestört zurücklegen können bzw. das Medium muß mindestens diese Länge haben. Wenn das Medium ein Metall ist mit einem  $|n(\omega)| \gg 1$  im



**Abb. 3.4:** Schematischer Aufbau zur Erzeugung von Übergangsstrahlung. Der Elektronenstrahl bewegt sich durch ein Strahlrohr mit dem Radius  $r_{bp}$  und trifft ein Target mit dem Radius  $r_{tg}$ , welches einen Winkel von  $45^\circ$  zur Elektronenstrahlachse einnimmt. Die Strahlung kann sich durch eine Öffnung im Strahlrohr ausbreiten und erreicht im Abstand  $z_{op}$  vom Target einen optischen Aufbau mit dem Radius  $r_{op}$  der Öffnungsapertur.

infraroten und sichtbaren Spektralbereich, dann ist die Formationslänge ungefähr gleich der Eindringtiefe. Im Vakuum nimmt die Formationslänge bei relativistischen Geschwindigkeiten  $\beta \approx 1$  die Form

$$L_{\text{Form}} = \frac{1}{k} \frac{2}{\gamma^{-2} + \sin^2 \theta} \quad (3.18)$$

an. Dieser Begriff kann auch noch verwendet werden, wenn es durch den Einfall des Teilchens unter einem Winkel zum Target keinen eigentlichen Überlapp zwischen dem Ladungs- und dem Strahlungsfeld gibt. Die Formationslänge beschreibt dann den Abstand, ab dem sich aus den an der Grenzfläche noch ebenen Phasenflächen des Strahlungsfeldes die Kugelwellen des Fernfeldes ausgebildet haben. Bei großen Abstrahlungswinkeln  $\theta \approx 1$  hat die Formationslänge die Größenordnung der Wellenlänge, bei dem Hauptemissionswinkel  $\theta_0 = 1/\gamma$  wird sie aber proportional zu  $\gamma^2$ .

Der Spektralbereich, der zur Messung der Länge von ps-Elektronenbunchen benötigt wird, reicht bis zu den cm-Wellen. Schon bei vergleichsweise niedrigen Elektronenenergien von einigen 10 MeV ist daher der Fernfeldbereich erst nach vielen Metern erreicht. Ein ungehindertes Ausbreiten der Strahlung über eine solche Entfernung ist praktisch nicht zu realisieren. Wie weiter oben bereits erläutert, muß ein Winkelbereich von einigen  $\theta_0$  erfaßt

werden, um einen nennenswerten Anteil der Strahlung nachzuweisen. Im Abstand der Formationslänge von der Strahlungsquelle müßten die optischen Elemente die  $\gamma$ -fache Größe der Wellenlänge haben, was ebenfalls kaum möglich ist. Wie im folgenden zu sehen ist, hängt die transversale Ausdehnung des Strahlungsfeldes im Nahfeld von der Wellenlänge ab, wodurch es erforderlich wird, die mit der Detektoroptik erfaßte Strahlungsenergie über den relevanten Spektralbereich zu berechnen.

Aus der Beziehung (3.18) kann eine untere Grenzfrequenz für das Strahlungsspektrum abgeschätzt werden, da die Frequenzen unterdrückt werden, für die bei gegebener Raumwinkelakzeptanz der Detektoroptik die Formationslänge den tatsächlichen Abstand  $z_{\text{op}}$  übersteigt. Die Grenzfrequenz ist demnach

$$k_F = \frac{1}{z_{\text{op}}} \frac{2}{\gamma^{-2} + \sin^2 \theta_{\text{op}}}. \quad (3.19)$$

### 3.2.2 Quellengröße

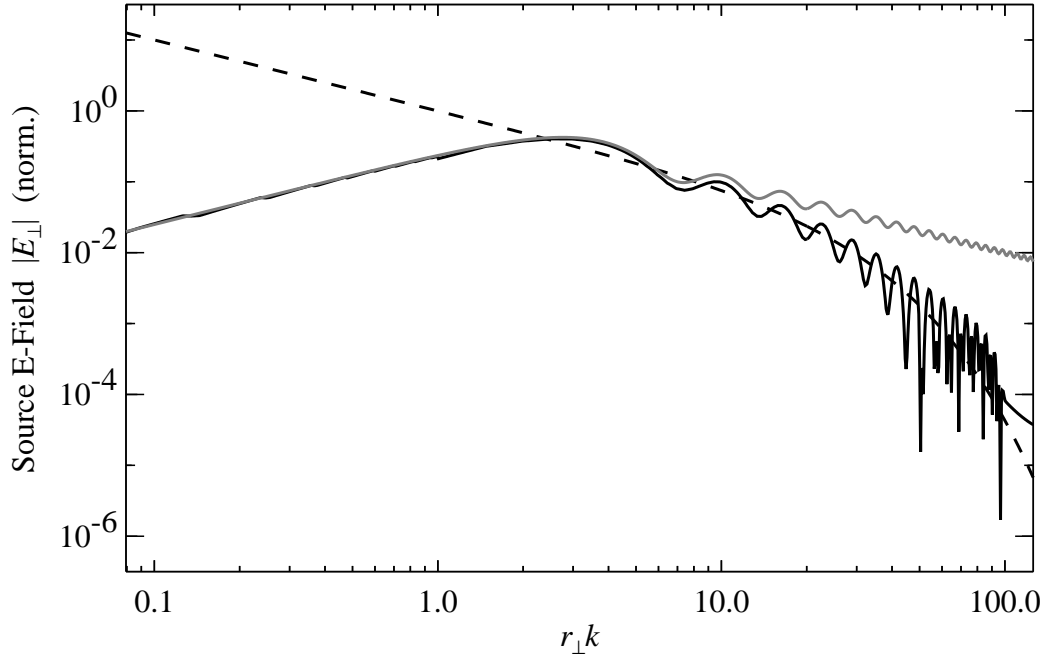
Die Auswirkungen des endlichen Target- und Strahlrohrquerschnitts auf das Emissionsspektrum der Übergangsstrahlung werden am besten untersucht, indem zunächst die Quellengröße dieser Strahlung betrachtet wird. Der transversale Anteil von  $\mathbf{E}^q(\mathbf{r})$  aus Gl. (3.4) an der Grenzfläche stellt diese Strahlungsquelle dar und hat die Form der modifizierten Besselfunktion  $K_1(x)$  mit dem Argument  $x = kr_{\perp}/\gamma\beta$ . Wie in Abb. 3.5 zu sehen, fällt diese Funktion bei  $kr_{\perp} \gg \gamma$  bzw.  $x \gg 1$  exponentiell ab, d.h. die maximale Ausdehnung der Quelle kann als

$$r_{\perp, \text{max}} = \frac{\gamma\beta}{k} \quad (3.20)$$

angenommen werden. Daraus wird offensichtlich, daß es im Strahlungsspektrum eine untere Abschneidefrequenz geben muß, da die Emission der Frequenz 0 ein unendlich großes Target erfordern würde.

Die Feldverteilung bei kleinen Abständen  $x \ll 1$  ist dem Coulombfeld gemäß mit  $1/x$  divergent. Der divergente Anteil auf der Symmetrieachse ist den großen Raumfrequenzen  $\kappa \geq k$  zugeordnet, die zur bereits weiter oben diskutierten Emission von exponentiell gedämpften elektromagnetischen Feldern führen. Diese Felder sind zwar im unmittelbaren Nahfeld noch existent, brauchen aber bei dem weiteren Transport bis zu einem Detektor nicht mehr berücksichtigt zu werden. Die zur Emission von frei propagierender Strahlung führende effektive Feldverteilung ergibt sich, indem aus dem Raumfrequenzspektrum  $\mathbf{E}_{\kappa, \perp}^q(0)$  der transversalen Komponente des Ladungsfeldes aus Gl. (3.5) durch Fouriertransformation die Ortsfunktion gewonnen wird; nur erfolgt die Integration lediglich über die Raumfrequenzen  $\kappa = k \sin \theta$ , bei denen der zugehörige Winkel  $\theta$  innerhalb der durch die Detektoroptik vorgegebenen Winkelakzeptanz  $\theta_{\text{op}}$  liegt. Man erhält

$$\mathbf{E}_{\theta_{\text{op}}, \perp}^q(\mathbf{r}_{\perp}) = \frac{q\mathbf{e}_{\perp}}{\pi v} \int_0^{k \sin \theta_{\text{op}}} \kappa d\kappa J_1(\kappa r_{\perp}) \frac{\kappa}{k^2/\gamma^2\beta^2 + \kappa^2}. \quad (3.21)$$



**Abb. 3.5:** Radiale Verteilung des elektrischen Feldes an der Grenzfläche zwischen Vakuum und Metall. Die unterbrochene Linie ist das Ladungsfeld bei  $\gamma = 15$ , die schwarz durchgezogene der davon effektiv abstrahlende Anteil nach Gl. (3.21) und die graue Linie stellt die Näherung im Grenzfall  $\gamma \rightarrow \infty$  dar.

Im Grenzfall  $\gamma \rightarrow \infty$  kann die Integration elementar ausgeführt werden mit dem Resultat

$$\mathbf{E}_{\theta_{\text{op}}, \perp}^q(\mathbf{r}_{\perp}) = \frac{q\mathbf{e}_{\perp}}{\pi v} k \sin \theta_{\text{op}} \left. \frac{1 - J_0(x)}{x} \right|_{x=r_{\perp} k \sin \theta_{\text{op}}} . \quad (3.22)$$

Die Divergenz auf der Symmetrieachse ist bei dieser Feldverteilung nicht mehr vorhanden, vielmehr verschwindet das radial polarisierte Feld auf der Achse. Der Halbwertsradius der Intensität ist durch  $x = 4.45$  gegeben und beträgt

$$r_{1/2} = \frac{4.45}{k \sin \theta_{\text{op}}} . \quad (3.23)$$

Diese Quellengröße der Übergangsstrahlung [53] ist durch die Ringstruktur ungefähr 3 mal so groß wie bei einer punktförmigen Strahlungsquelle. Für den Raumwinkelbereich bis  $\theta_0 = 1/\gamma$  ist dieses  $r_{1/2}$  in der Größenordnung der oben angegebenen maximalen Ausdehnung der Quelle  $r_{\perp, \text{max}}$ . Die Verwendung von sichtbarer Übergangsstrahlung (OTR) zur transversalen Strahldiagnose erlaubt es daher nur, das Strahlprofil mit einer Auflösungsgrenze zu bestimmen, die bei ungefähr  $10 \mu\text{m}$  liegt, wenn bei einer Wellenlänge von  $500 \text{ nm}$  ein Winkelbereich von  $0.1 \text{ rad}$  mit dem optischen System erfaßt wird. Die tatsächlich bisher erreichten Werte liegen bei etwa  $50 \mu\text{m}$  [55].



### 3.2.3 Diffraction Radiation

Die Emission von Übergangsstrahlung an einer perfekt leitenden ebenen Struktur wie beim Flug eines geladenen Teilchens durch ein Loch, einen Schlitz, eine Scheibe oder ähnliches wird in der Literatur mit der Bezeichnung *Diffraction Radiation* behandelt [50]. Die transversale Ausdehnung eines solchen Schirmes wird mit der Funktion  $A(\mathbf{r}_\perp)$  beschrieben, die den Wert 1 annimmt in dem Gebiet, über das sich der Schirm erstreckt und ansonsten 0 ist. Das Ladungsfeld des Teilchens bildet an dem Gebiet des Schirms mit  $A(\mathbf{r}_\perp) = 1$  den Ausgangspunkt Huygensscher Elementarwellen, so daß die Winkelverteilung des Fernfeldes der Diffraction Radiation gerade die Fouriertransformierte des Ladungsfeldes an diesem reflektierenden Gebiet ist. Diese Beschreibung ist aber nur gültig, wenn die Wellenlänge klein ist gegen die Größe der Schirmstruktur. Die emittierte Energieverteilung ist dann im Fernfeld

$$\frac{d^2 W_{\text{Diff}}}{d\omega d\Omega} = c \left| \frac{k}{2\pi} \int d\mathbf{r}_\perp e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}_\perp} A(\mathbf{r}_\perp) \mathbf{E}_\perp^q(\mathbf{r}_\perp, 0) \right|^2 \quad (3.24)$$

mit der transversalen Komponente des Ladungsfeldes  $\mathbf{E}_\perp^q(\mathbf{r}_\perp, 0)$  aus Gl. (3.4) und dem Wellenvektor  $\mathbf{k}$  in Beobachtungsrichtung. Im Falle eines runden Targets mit dem Radius  $r_{\text{tg}}$  erhält man [50]

$$\frac{d^2 W_{\text{Diff}}}{d\omega d\Omega} = \frac{q^2}{\pi^2 c} \frac{\beta^2 \sin^2 \theta}{(\gamma^{-2} - \beta^2 \sin^2 \theta)^2} [1 - J_0(kr_{\text{tg}} \sin \theta)]^2. \quad (3.25)$$

Dieses Strahlungsspektrum ist bei kleinen Frequenzen unterdrückt, da die Besselfunktion dann gegen 1 strebt. Daraus kann man eine Abschneidefrequenz des Spektrums

$$k_{\text{diff}} = \frac{1}{r_{\text{tg}} \sin \theta_{\text{op}}} \quad (3.26)$$

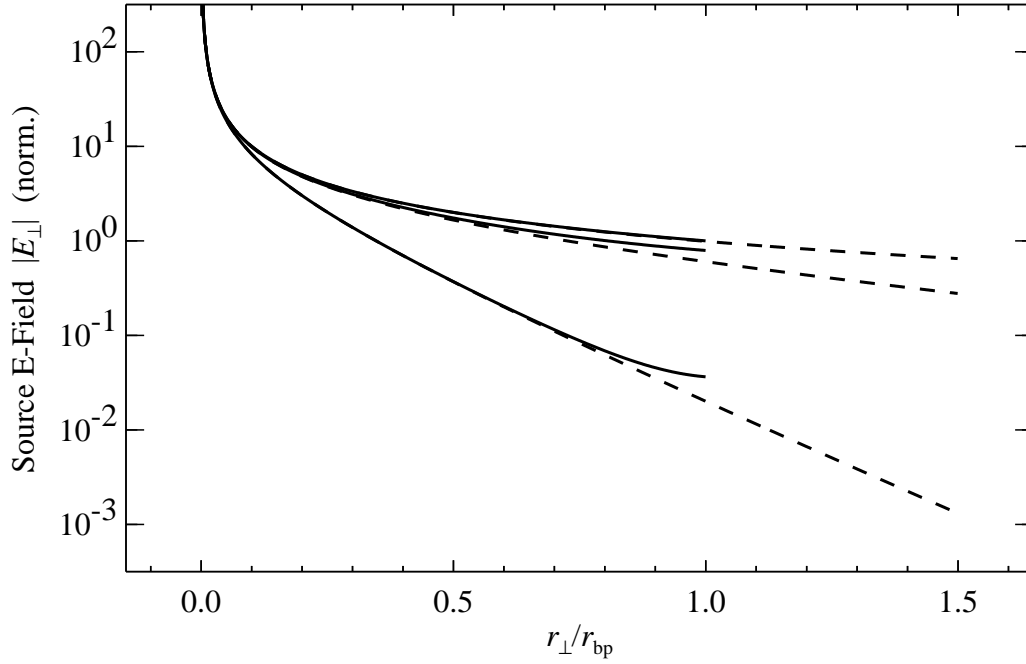
abschätzen. Wird mit Gl. (3.23) die Frequenz bestimmt, bei der die transversale Ausdehnung des Coulombfeldes die Targetgröße erreicht, so erhält man den besseren Wert

$$k_{\text{tg}} = \frac{4.45}{r_{\text{tg}} \sin \theta_{\text{op}}}. \quad (3.27)$$

Die nach Gl. (3.25) für die Parameter am S-DALINAC berechneten Emissionsspektren werden am Ende dieses Abschnitts zusammen mit den exakten Ergebnissen gezeigt.

### 3.2.4 Strahlrohr

Bei den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimenten befindet sich das Target in einem Vakuumsystem, d.h. die geladenen Teilchen fliegen vor dem Auftreffen auf das Target durch ein Vakuumrohr aus Metall, wie es in Abb. 3.4 dargestellt ist. Das Coulombfeld einer bewegten elektrischen Ladung in einem solchen Strahlrohr unterscheidet sich



**Abb. 3.6:** Feldverteilung einer bewegten Ladung der Energie  $\gamma = 15$  in einem runden Strahlrohr. Die durchgezogenen Kurven stellen die transversalen Fourierkomponenten des Feldes bis zur Rohrwand und die unterbrochenen die entsprechenden ohne eine Begrenzung dar. Der Abstand  $r_\perp$  von der Rohrmitte ist auf den Radius des Rohres  $r_{\text{bp}}$  normiert. Die drei Kurven gelten von oben nach unten jeweils für die Frequenzen  $k = (0.1, 1, 5) \gamma / r_{\text{bp}}$ .

von dem im freien Raum dadurch, daß an der Rohrwand die entsprechenden Randbedingungen für die Felder erfüllt sein müssen, d.h. bei einem perfekt leitenden Material muß die tangentielle Feldkomponente auf der Rohrwand verschwinden. Die transversalen Frequenzkomponenten dieser Feldverteilung können nach der folgenden Beziehung berechnet werden [56]

$$\mathbf{E}_\perp^q(\mathbf{r}) = \frac{q\mathbf{e}_\perp}{\pi v} e^{ikz/\beta} \frac{k}{\gamma\beta} \left[ K_1 \left( \frac{kr_\perp}{\gamma\beta} \right) + \frac{K_0 \left( \frac{kr_{\text{bp}}}{\gamma\beta} \right)}{I_0 \left( \frac{kr_{\text{bp}}}{\gamma\beta} \right)} I_1 \left( \frac{kr_\perp}{\gamma\beta} \right) \right], \quad (3.28)$$

$r_{\text{bp}}$  gibt dabei den Radius des Rohrquerschnitts an. Die Eigenschaften dieser Verteilung werden von den Argumenten der Besselfunktionen bestimmt. Die größte Abweichung von der Verteilung im freien Raum tritt an der Rohrwand auf. Wie groß diese Abweichung ist, hängt nun von der betrachteten Frequenz ab. Zur Veranschaulichung wurden dazu in Abb. 3.6 drei verschiedene Frequenzen gewählt. Bei der mittleren Kurve ist  $k = \gamma / r_{\text{bp}}$ , d.h. die Frequenz, bei der der Radius der maximalen Feldverteilung aus Gl. (3.20) gerade dem des Strahlrohres entspricht. Bei der oberen Kurve beträgt die Frequenz ein 10tel

dieses Wertes und bei der unteren das 5-fache. Für die beiden letztgenannten Frequenzbereiche kann der Einfluß der Rohrwand auf die Feldverteilung im Strahlrohr vernachlässigt werden. Die zwar große relative Abweichung bei der unteren Kurve wirkt sich nur in dem exponentiell abfallenden Teil der Feldverteilung aus, der zur Entstehung eines Strahlungsfeldes keinen Beitrag liefert. Eine signifikante Abweichung von ungefähr 30% an der Rohrwand erhält man nur bei der zuerst angeführten Frequenz. Diese Abweichung ist aber nur dann von Bedeutung, wenn mit der Detektionsoptik lediglich der Hauptemissionswinkel  $1/\gamma$  erfaßt wird. Bei einer größeren Winkelakzeptanz verringert sich die effektive Quellengröße der Übergangsstrahlung gemäß Gl. (3.23), und die Feldverteilung am Rand des Strahlrohres hat keinen Einfluß mehr auf die emittierte Strahlung.

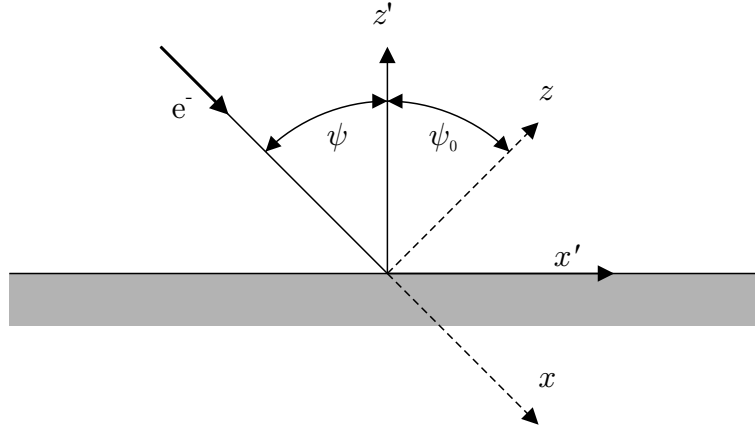
Das Rohr kann demnach in guter Näherung als Apertur aufgefaßt werden, die die Feldverteilung der sich frei bewegenden Ladung an der Rohrwand abschneidet. Wie in Abb. 3.4 angedeutet, kann sich der Rohrquerschnitt vor der Position des Targets aufweiten, um das Target aufzunehmen und die Strahlung durch ein seitlich angebrachtes Fenster hinaustreten zu lassen. Das Ladungsfeld des Teilchens wird nun zwar diesen zusätzlichen Raum ausfüllen; dazu ist aber ein Abstand vom Beginn der Aufweitung des Strahlrohres in der Größe der Formationslänge erforderlich. Für die Frequenzen, bei denen die Feldverteilung durch das Strahlrohr zuvor begrenzt wurde, beträgt diese Formationslänge mindestens  $L = \gamma r_{bp}$ . Im allgemeinen wird sich das Target viel dichter am Beginn der Aufweitung befinden. Dann ist das Ladungsfeld an der Targetposition mit dem im Strahlrohr weitgehend identisch. Falls das Target dann auch noch kleiner als der Rohrquerschnitt ist, hat das Strahlrohr keinen signifikanten Einfluß auf die Emission der Übergangsstrahlung.

### 3.2.5 Einfall unter einem Winkel

Das transversale Profil von Lichtwellen, die unter einem Winkel an einer Grenzfläche reflektiert werden, hängt im allgemeinen nicht von diesem Reflexionswinkel ab. Im Gegensatz dazu ändert sich die Winkelverteilung der Übergangsstrahlung, wenn der Durchtritt des Teilchens nicht senkrecht zur Grenzfläche erfolgt. Der Grund dafür sind zusätzliche Phasendifferenzen zwischen dem Ladungs- und dem Strahlungsfeld längs der Einfallsebene auf der Grenzfläche. Die Winkelverteilung im Fernfeld kann exakt berechnet werden [50]

$$\mathbf{E}(\theta', \phi') \propto \cos \psi \frac{(\sin \theta' - \beta \cos \phi' \sin \psi) \mathbf{e}_{\theta'} + \beta \cos \theta' \sin \phi' \sin \psi \mathbf{e}_{\phi'}}{(1 - \beta \sin \theta' \cos \phi' \sin \psi)^2 - \beta^2 \cos^2 \theta' \cos^2 \psi}, \quad (3.29)$$

dabei bilden  $(\theta', \phi')$  ein sphärisches Koordinatensystem, das in  $z'$ -Richtung orientiert ist, und in dem  $\phi'$  den Winkel zur  $x'$ -Achse bezeichnet (Siehe Abb. 3.7). Beide Feldkomponenten verschwinden unter einem bestimmten Winkel, der durch  $\phi' = 0$  und  $\theta' = \psi_0$  mit  $\sin \psi_0 = \beta \sin \psi$  gegeben ist. Dieser Winkel gibt die Richtung an, in die die Strahlungskeule orientiert ist. Bei hohen Energien weicht er nur geringfügig von dem Winkel ab, den man aus dem Reflexionsgesetz für Lichtwellen erhält. Nur bei extrem niedrigen Energien  $\gamma \approx 1$



**Abb. 3.7:** Koordinatensystem für Übergangsstrahlung unter einem Winkel. Das Teilchen trifft die Grenzfläche mit dem Winkel  $\psi$  zur  $z'$ -Achse, die Emission erfolgt in Richtung der  $z$ -Achse, die den Winkel  $\psi_0$  zur  $z'$ -Achse einnimmt. Die  $y$ -Achse ist senkrecht zur Zeichenebene orientiert.

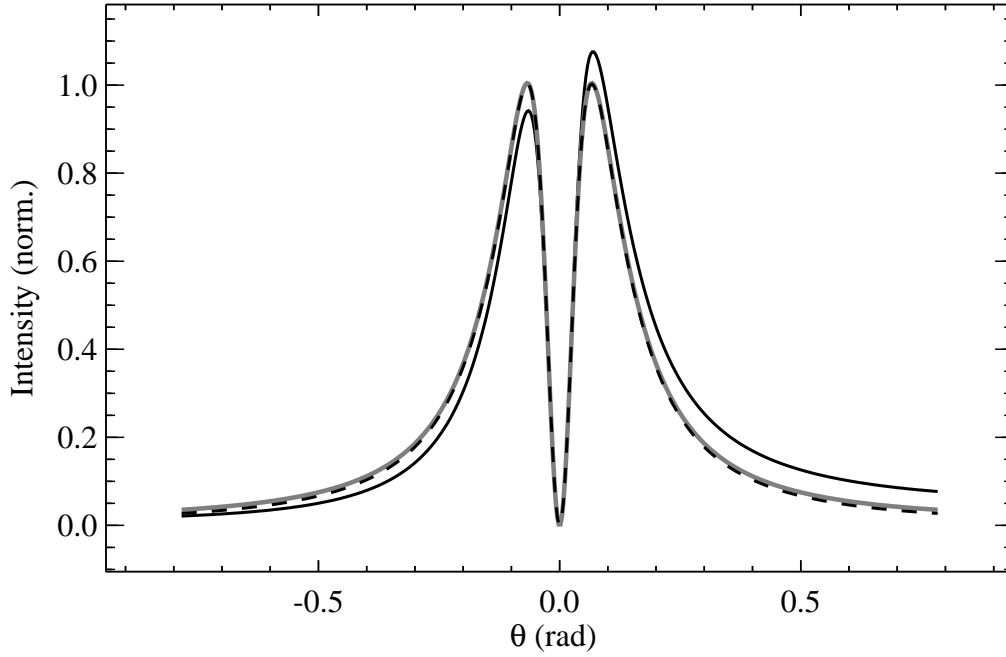
wird der Unterschied deutlich und muß berücksichtigt werden, wenn Übergangsstrahlung mit einem schräg zur Strahlrichtung orientierten Target von der Strahlachse weggeleitet werden soll.

Damit diese Winkelverteilung besser mit der für senkrechten Einfall geltenden verglichen werden kann, wird ein neues Koordinatensystem mit den ungestrichenen Achsen aus Abb. 3.7 gewählt, das die  $z$ -Achse in die Reflexionsrichtung orientiert hat. Die Abhängigkeit der in die neuen Kugelkoordinaten  $(\theta, \phi)$  transformierten Gl. (3.29) vom Azimutwinkel  $\phi$  kann in die Funktionen  $\sin n\phi$  und  $\cos n\phi$  dieses Winkels entwickelt werden. Bis zur Ordnung  $n = 2$  erhält man für die beiden in  $x$ - und  $y$ -Richtung polarisierten Feldkomponenten

$$\begin{aligned} E_x(\theta, \phi) &\approx E_0 \alpha + E_0 \cos \phi (1 + \alpha^2) \\ E_y(\theta, \phi) &\approx E_0 \sin \phi (1 - \alpha^2) \end{aligned} \quad (3.30)$$

mit  $\alpha = 1/2 \sin \theta \tan \psi_0$ .  $E_0$  ist das elektrische Feld bei senkrechtem Einfall  $\psi = 0$  aus Gl. (3.15).

Wie am Verlauf der Kurven in Abb. 3.8 zu sehen, ändert sich durch den Einfall unter einem Winkel hauptsächlich die in der Einfallsebene polarisierte Feldkomponente, die andere bleibt im wesentlichen unverändert. Da bei den Messungen mit dem Polarisations-Interferometer nur mit der letztgenannten Komponente gemessen wurde, kann für die weitere Diskussion diese Abhängigkeit vom Einfallswinkel vernachlässigt werden; stattdessen werden die Formeln für den senkrechten Einfall verwendet.



**Abb. 3.8:** Winkelverteilung der Übergangsstrahlung für den Einfall eines Elektrons unter  $45^\circ$  bei  $\gamma = 15$ . Die schwarz durchgezogene Kurve stellt die Intensität der in der Einfallsebene polarisierten Feldkomponente bei  $\phi = 0$  dar, die unterbrochene die in  $y$ -Richtung senkrecht zur dieser Ebene bei  $\phi = 90^\circ$ , und zum Vergleich dazu in grau die Intensität bei senkrechtem Einfall.

### 3.2.6 Nahfeldverteilung

In den vorangegangenen Abschnitten wurde gezeigt, daß durch die geometrischen Dimensionen eines Aufbaus zur Erzeugung von Übergangsstrahlung Abschneidefrequenzen entstehen, die für eine Pulslängenmessung bedeutende Spektralbereiche unterdrücken können. Zur genauen Bestimmung der spektralen Verteilung der Strahlung ist es daher notwendig, die Berechnung im Nahfeld durchzuführen, wie es in [54] für ein unendlich ausgedehntes Target bereits gezeigt wurde. Dazu wird die Lösungsmethode aus Abschn. 3.1 für eine unendlich ausgedehnte Grenzfläche auf eine rotationssymmetrisch begrenzte erweitert. Der Ansatz (3.7) für das Strahlungsfeld bleibt derselbe, nur muß bei der Randbedingung (3.8) berücksichtigt werden, daß an den transparenten Stellen des wieder als perfekt leitend angenommenen Schirmes  $A(\mathbf{r}_\perp)$  kein Strahlungsfeld entstehen kann. Folglich gilt

$$\mathbf{E}_\perp^R(0, \mathbf{r}_\perp) = -A(\mathbf{r}_\perp)\mathbf{E}_\perp^q(0, \mathbf{r}_\perp). \quad (3.31)$$

Die für den Ansatz gesuchten Raumfrequenzkomponenten  $\mathbf{E}_\kappa^R(0)$  ergeben sich durch die Fouriertransformation dieser Gleichung. Für ein rundes Target mit dem Radius  $r_{\text{tg}}$  erhält

man

$$\mathbf{E}_{\kappa}^R(0) = \frac{-1}{(2\pi)^2} \int_0^{r_{\text{tg}}} d\mathbf{r}_{\perp} e^{-i\kappa\mathbf{r}_{\perp}} \mathbf{E}_{\perp}^q(0, \mathbf{r}_{\perp}). \quad (3.32)$$

Wegen der Gleichheit von elektrischem und magnetischem Feld bei freien elektromagnetischen Wellen ist es ausreichend, eines der beiden Felder zu berechnen. Aus praktischen Gründen wird hier das Magnetfeld nach Gl. (3.11) gewählt, da es nur eine azimutale Komponente besitzt. Die räumliche Verteilung des Magnetfeldes im gesamten Halbraum  $z < 0$  muß durch Fouriertransformation der durch den Ansatz bestimmten Raumfrequenzkomponenten berechnet werden. Durch die Rotationssymmetrie kann die Integration über die Azimutwinkel elementar ausgeführt werden, und man erhält das zweifache Fourier-Bessel-Integral

$$\mathbf{H}^R(\mathbf{r}) = \frac{q\mathbf{e}_{\phi}}{\pi v} \frac{k}{\gamma\beta} \int_0^{\pi/2} \sin\theta d\theta e^{-ikz\cos\theta} J_1(kr_{\perp}\sin\theta) \int_0^{r_{\text{tg}}} kr'_{\perp} kdr'_{\perp} J_1(kr'_{\perp}\sin\theta) K_1\left(\frac{kr'_{\perp}}{\gamma\beta}\right). \quad (3.33)$$

Die auch im Nahfeld gültige Winkelverteilung der Übergangsstrahlung ist dann

$$\frac{dW}{d\Omega}(\omega) = c |\mathbf{r}\mathbf{H}^R(\mathbf{r})|^2 = \frac{q^2}{\pi^2 c} \frac{dI}{d\Omega}(\omega). \quad (3.34)$$

Zur einfacheren Darstellung wurden hierbei die physikalischen Konstanten von der Energieverteilung abgetrennt, um die in den folgenden Abbildungen gezeigte dimensionslose spektrale Verteilung der Strahlungsenergie  $I(\omega, \theta)$  zu erhalten.

Die Untersuchung der Abhängigkeit dieser Strahlungsspektren von der Teilchenenergie  $\gamma$ , der Targetgröße  $r_{\text{tg}}$  und dem Abstand von der Strahlungsquelle  $r = z_{\text{op}}$  wird vereinfacht, wenn man geeignete dimensionslose Parameter betrachtet. Als Parameter der Frequenz wird die Größe  $\tilde{k} = kz_{\text{op}}/\gamma^2$  gewählt. Die Frequenz  $\tilde{k} = 1$  ist dann die, bei der der Abstand zur Quelle gerade der Formationslänge bei  $\theta = 1/\gamma$  entspricht. Die Winkelkoordinate wird in Einheiten des Hauptemissionswinkels  $1/\gamma$  gemessen, also  $\tilde{\theta} = \gamma\beta\sin\theta$ . Die Targetgröße wird schließlich mit  $\tilde{r}_{\text{tg}} = r_{\text{tg}}\gamma/z_{\text{op}}$  ins Verhältnis zum Abstand von der Quelle gesetzt, d. h. bei  $\tilde{r}_{\text{tg}} = \tilde{k} = 1$  ist das Target gerade so groß wie die Feldverteilung der Strahlungsquelle.

Die Ergebnisse einer numerischen Integration von Gl. (3.33) mit  $\gamma = 60$  sind in den Abbn. 3.9, 3.10 und 3.11 gezeigt. Als normierte Targetgröße wurden dazu jeweils die Werte  $\tilde{r}_{\text{tg}} = 0.2, 1$  und  $5$  verwendet. Die oberen Teilbilder stellen die differentiellen Winkelverteilungen  $dI/d\Omega$ , die unteren die über den Raumwinkel integrierten  $I(\theta)$  dar. An die Graustufenbilder sind Schnittkurven für jeweils zwei Frequenzen bzw. Winkel angefügt. Zum besseren Vergleich ist die Skalierung bei allen Bildern identisch. Die unterbrochenen Kurven zeigen die nach der weiter unten erläuterten Gl. (3.36) abgeschätzten Abschneidefrequenzen als Funktion der Raumwinkelakzeptanz  $\theta_{\text{op}}$  der Detektionsoptik.

An den Schnittkurven der Winkelverteilung erkennt man, daß die Strahlungskeule bei kleinen Frequenzen  $\tilde{k} \approx 1$  aufgeweitet ist, und der Fernfeldöffnungswinkel  $1/\gamma$  erst bei

$\tilde{k} \gg 1$  erreicht wird, d.h., wenn der Abstand vom Target größer als die Formationslänge ist. Die integrierte Winkelverteilung enthält erst dann einen nennenswerten Anteil der Gesamtintensität, wenn der erfaßte Winkelbereich wesentlich größer ist als der Öffnungswinkel der Strahlungskeule. Der Einfluß der Targetgröße verschwindet bei einem großen Target mit  $\tilde{r}_{\text{tg}} \gg 1$ . Die Kurven in Abb. 3.11 unterscheiden sich praktisch nicht mehr von dem hier nicht gezeigten Fall eines unendlich ausgedehnten Targets. Bei dem kleinen Target mit  $\tilde{r}_{\text{tg}} = 0.2$  ist die Aufweitung der Strahlungskeule schon so ausgeprägt, daß man sich selbst bei einer Frequenz  $\tilde{k} = 5$  noch im Bereich des Nahfeldes befindet.

In der gewählten Parametrisierung dieser spektralen Winkelverteilungen hängen diese nur wenig von der Teilchenenergie  $\gamma$  ab. Die auch bei anderen Energien berechneten Verteilungen unterscheiden sich von der hier gezeigten nur in den Details der Beugungsmuster der Winkelverteilung; die über den Raumwinkel integrierten spektralen Verteilungen sind im wesentlichen gleich.

Die Form dieser über den Raumwinkel integrierten spektralen Verteilungen kann näherungsweise mit einer Abschneidefrequenz  $k_c$  beschrieben werden. Bei größeren Frequenzen ist das Spektrum konstant, bei kleineren ist die Strahlungsemission unterdrückt. Diese Frequenz  $k_c$  setzt sich aus den beiden Abschneidefrequenzen Gln. (3.27) und (3.19) zusammen, die den Effekt der endlichen Targetgröße sowie des Nahfeldes beschreiben. Die Werte, die man gemäß

$$k_c = \frac{\pi/r_{\text{tg}}}{\gamma^{-1} + \sin \theta_{\text{op}}} + \frac{\pi/z_{\text{op}}}{\gamma^{-2} + \sin^2 \theta_{\text{op}}} \quad (3.35)$$

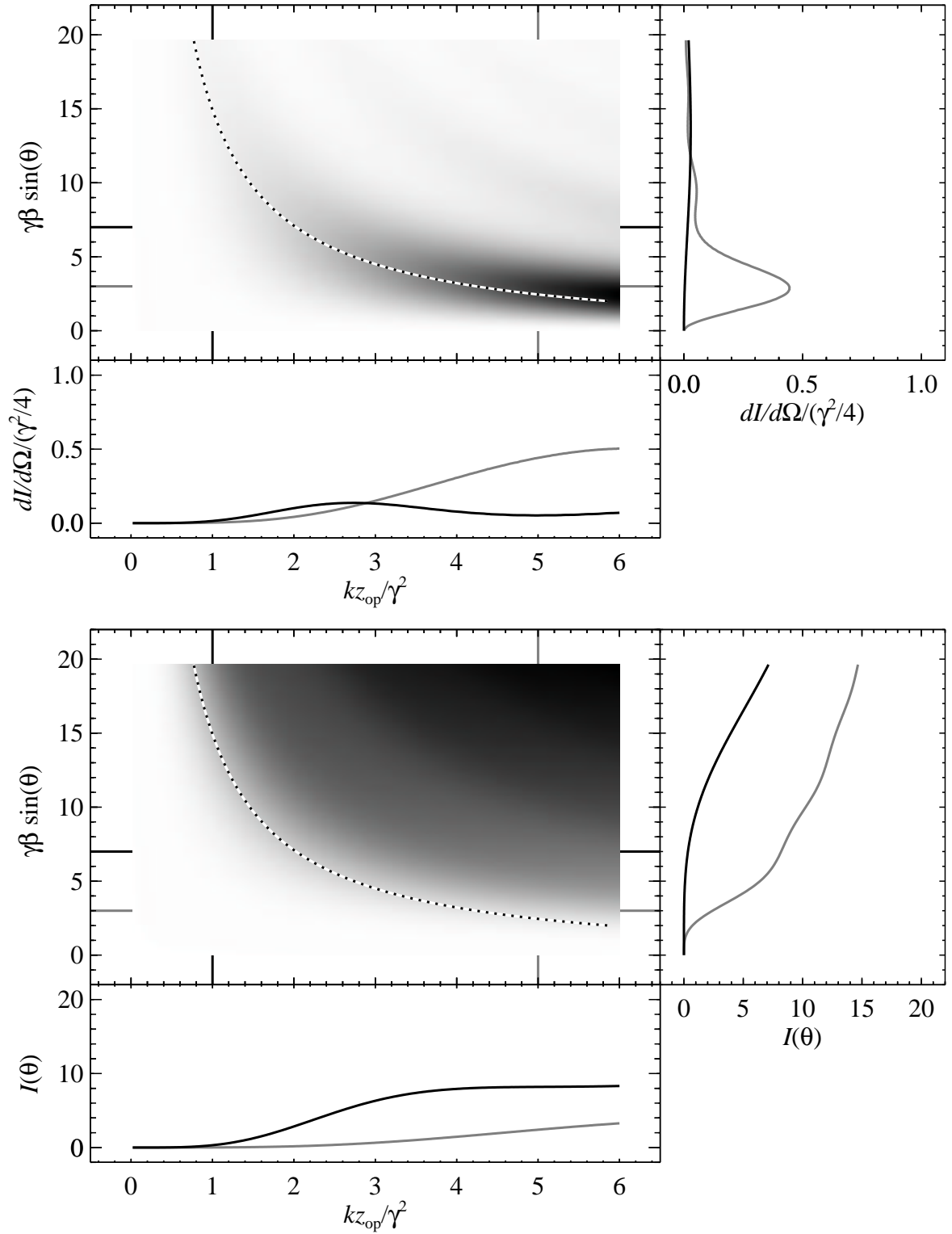
erhält, stimmen auf 20 % mit den Frequenzen überein, bei denen in den berechneten Spektren die Intensität jeweils die Hälfte der maximalen Intensität erreicht hat. Wenn man diesen Ausdruck in den dimensionslosen Parametern schreibt, ergibt sich

$$\tilde{k}_c = \frac{1}{\tilde{r}_{\text{tg}}} \frac{\pi}{1 + \tilde{\theta}_{\text{op}}} + \frac{\pi}{1 + \tilde{\theta}_{\text{op}}^2}, \quad (3.36)$$

und wie schon anhand der Intensitätsspektren zu erwarten ist, hängt diese Beziehung nicht mehr explizit von  $\gamma$  ab. Man kann Gl. (3.35) noch einfacher schreiben, wenn die Winkelakzeptanz der Detektoroptik ein Vielfaches des Winkels  $1/\gamma$  ist. Dann ergibt sich als größte Wellenlänge  $\lambda_c = 2\pi/k_c$ , die in diesen Winkelbereich noch emittiert wird,

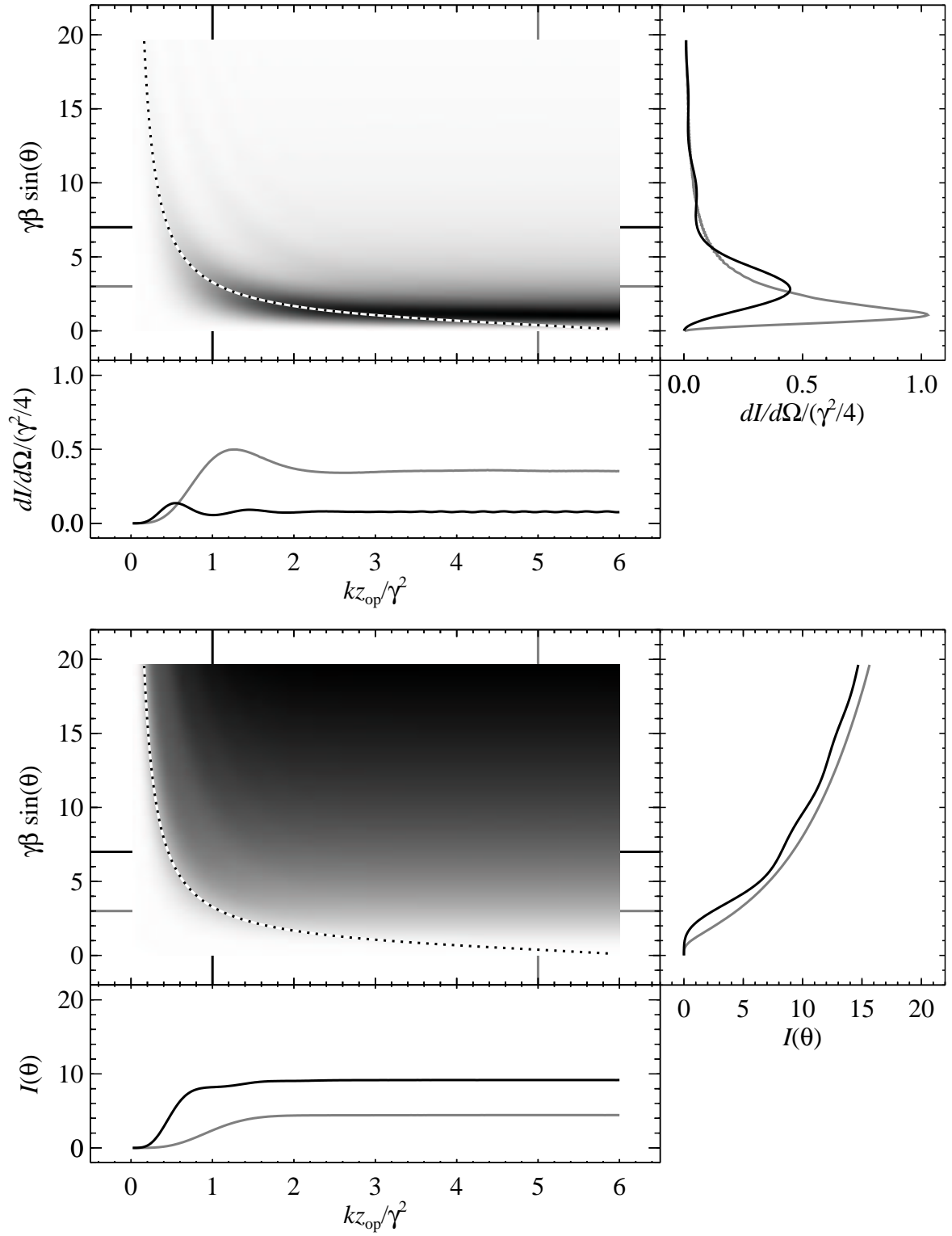
$$\lambda_c = \frac{2r_{\text{op}}}{z_{\text{op}}} \left( \frac{1}{r_{\text{tg}}} + \frac{1}{r_{\text{op}}} \right)^{-1}. \quad (3.37)$$

Damit aus einer Pulsängenmessung ein eindeutiges Ergebnis abgeleitet werden kann, muß diese Wellenlänge deutlich größer sein als die zu bestimmende Pulslänge. Mit Gl. (3.37) lassen sich daher leicht geeignete Werte für die Brennweite und den Durchmesser der optischen Komponenten sowie die Größe des Targets für die Übergangsstrahlung bestimmen, die zur Konstruktion eines Meßaufbaus notwendig sind.

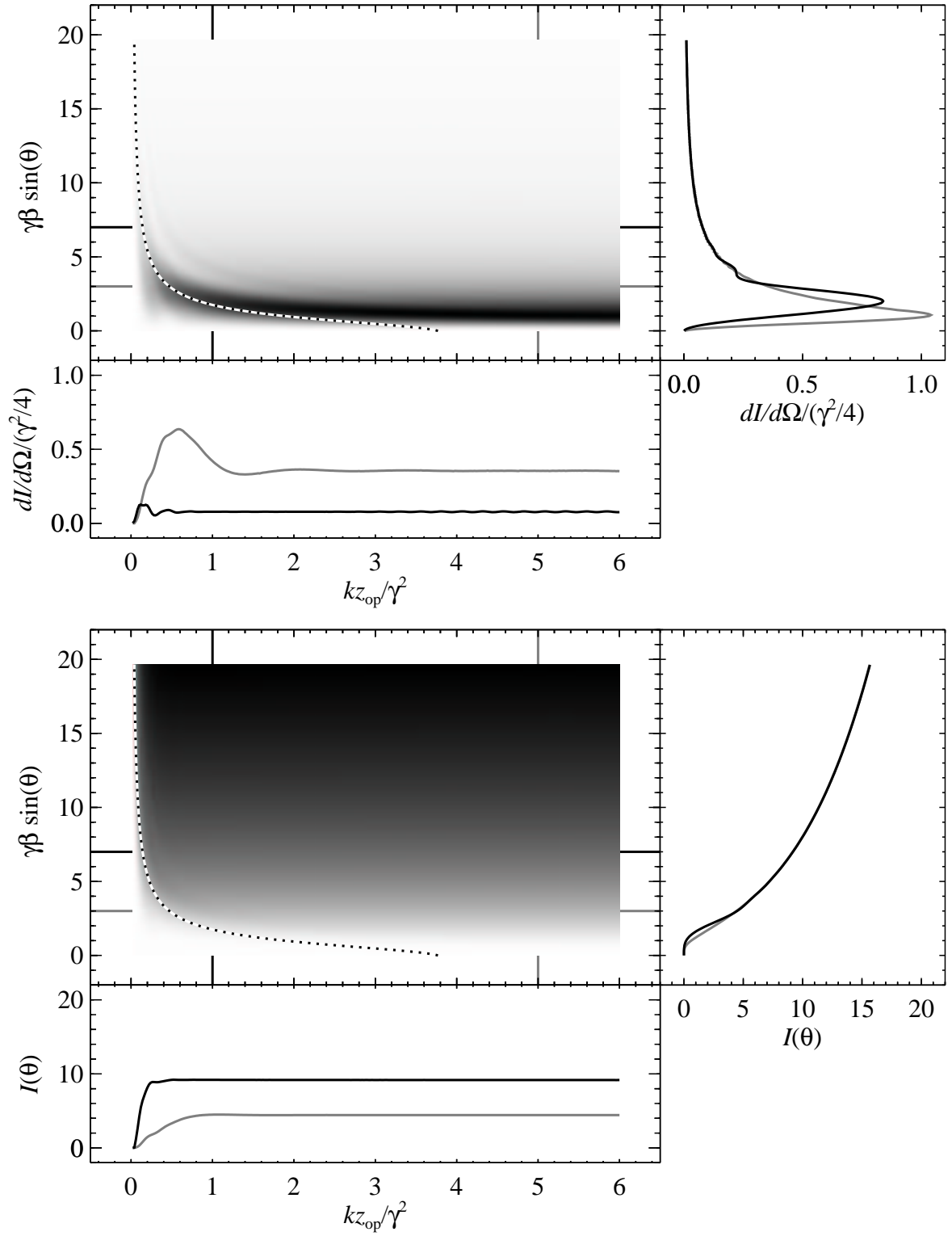


**Abb. 3.9:** Spektrale Verteilung der Übergangsstrahlung im Nahfeld für  $\tilde{r}_{tg} = 0.2$  und  $\gamma = 60$  mit Graustufendarstellung von  $dI/d\Omega$  (oben) und  $I(\theta)$  (unten). Schnittkurven für konstante Frequenz- und Winkelparameter sind jeweils rechts und darunter angefügt.





**Abb. 3.10:** Spektrale Verteilung der Übergangsstrahlung im Nahfeld für  $\tilde{r}_{tg} = 1$  und  $\gamma = 60$  mit Graustufendarstellung von  $dI/d\Omega$  (oben) und  $I(\theta)$  (unten). Die Darstellung ist die gleiche wie in Abb. 3.9.



**Abb. 3.11:** Spektrale Verteilung der Übergangsstrahlung im Nahfeld für  $\tilde{r}_{tg} = 5$  und  $\gamma = 60$  mit Graustufendarstellung von  $dI/d\Omega$  (oben) und  $I(\theta)$  (unten). Die Darstellung ist die gleiche wie in Abb. 3.9.

### 3.3 Multi–Moden Analyse der Strahlungsausbreitung

Bei der Untersuchung des Einflusses, den die Geometrie eines Aufbaus zur Messung von Übergangsstrahlung auf das Strahlungsspektrum hat, wurden in Abschn. 3.2 nur die beiden wichtigsten Größen, das Target und die Raumwinkelakzeptanz berücksichtigt. Durch die Vielzahl weiterer Aperturen des Vakuumsystems und der optischen Elemente der in Kap. 4 vorgestellten Mikrowellenspektrometer werden aber weitere Beugungseffekte hervorgerufen, die sich ebenfalls auf die in einem Detektor nachgewiesene Intensität auswirken. Anstatt die Ausbreitung der Übergangsstrahlung durch den Experimentaufbau mit Kirchhoffschen Beugungsintegralen zu berechnen, wird hier die Ausbreitung mit Hilfe Gaußscher Strahlen untersucht. Ein solches Strahlungsfeld ist eine Lösung der Wellengleichung in der *Slowly Varying Envelope* (SVE)–Näherung [57], bei der sich das Strahlprofil nur wenig entlang der Ausbreitungsrichtung verändert. Das Strahlprofil ist im einfachsten Fall eine Gaußverteilung, weshalb sich mit solchen Wellenformen sehr gut räumlich begrenzte Strahlen wie die aus einem Laser beschreiben lassen. Die Ausbreitung von Übergangsstrahlung ist räumlich unbegrenzt; erst durch die hier zu untersuchenden Aperturen wird die transversale Ausdehnung der Strahlung so weit eingegrenzt, daß diese Strahlung durch Überlagerung vieler solcher Moden dargestellt werden kann.

Die Wellengleichung in SVE–Näherung lautet

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} - 2ik \frac{\partial u}{\partial z} = 0 \quad \text{mit} \quad E(\mathbf{r}) = E_0 u(\mathbf{r}) e^{-ikz}. \quad (3.38)$$

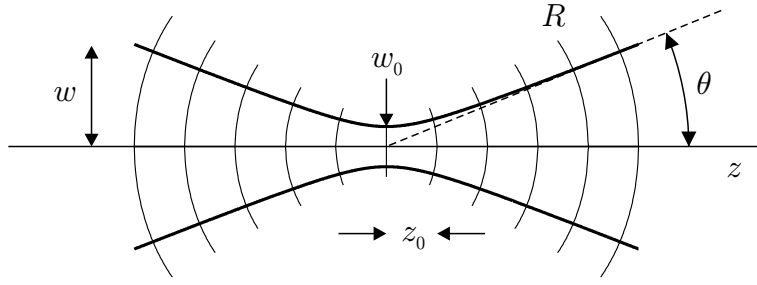
Als skalare Wellengleichung gilt sie für eine lineare Polarisationsrichtung des elektromagnetischen Feldes. Der Phasenfaktor einer ebenen Welle in  $z$ –Richtung wird von der Amplitude abgespalten, so daß  $u(\mathbf{r})$  sich nur wenig mit der Koordinate  $z$  ändert. Die Gültigkeit dieser Näherung hängt davon ab, ob die zweite Ableitung von  $u$  nach  $z$  vernachlässigt werden kann, d.h. ob  $\partial^2 u / \partial z^2 \ll k^2 u$  gilt. Diese Bedingung bedeutet bei der Übergangsstrahlung, daß für den betrachteten Raumwinkelbereich  $\theta_{\text{op}}^2 / 2 \ll 1$  erfüllt sein muß. Das ist der Fall, wenn  $\theta_{\text{op}}$  kleiner als  $30^\circ$  bleibt.

Eine Lösung der SVE–Gleichung in zylindrischen Koordinaten stellen die Gauß–Laguerre–Moden

$$u_{pl} = \frac{u_0}{w} \left( \sqrt{2} \frac{r}{w} \right)^l L_p^l \left( 2 \frac{r^2}{w^2} \right) e^{-r^2 \left( \frac{1}{w^2} + i \frac{k}{2R} \right)} + i\psi_{pl} \pm i\phi \quad (3.39)$$

mit

$$\begin{aligned} w_0 &= \sqrt{\lambda z_0 / \pi} \\ w &= w_0 \sqrt{1 + \frac{z^2}{z_0^2}} \\ R &= z \left( 1 + \frac{z_0^2}{z^2} \right) \end{aligned}$$



**Abb. 3.12:** Ausbreitung eines Gaußschen Strahls. Der Radius  $w$  der Enveloppe hängt vom Abstand  $z$  von der Strahltaille mit  $w = w_0$  ab. Der Divergenzwinkel ist  $\theta$ , wenn der Abstand von der Strahltaille größer als die Rayleighlänge  $z_0$  ist. Der Krümmungsradius der Flächen konstanter Phase ist mit  $R$  bezeichnet.

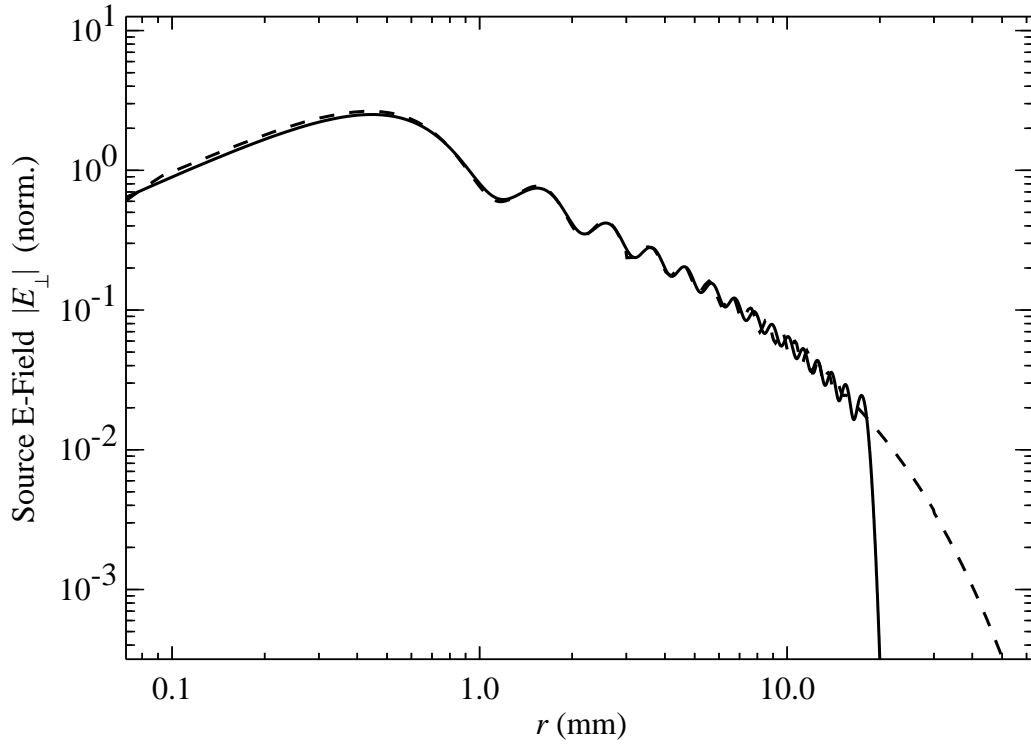
$$\begin{aligned}\psi_{pl} &= (2p + l + 1) \arctan \left( \frac{z}{z_0} \right) \\ u_0 &= \sqrt{\frac{2}{\pi}} \sqrt{\frac{\Gamma(p+1)}{\Gamma(p+l+1)}} \times \begin{cases} 1 & : l = 0 \\ \sqrt{2} & : l \neq 0 \end{cases} \end{aligned} \quad (3.40)$$

dar. Diese Moden werden als  $\text{TEM}_{pl}$ -Moden bezeichnet, da sie transversale elektromagnetische Wellen beschreiben. Die Bedeutung dieser einzelnen Größen wird in Abb. 3.12 für die Grundmode  $u_{00}$  veranschaulicht, der transversal aus einer Gaußverteilung besteht. Breite und Länge des Fokus werden mit der Strahltaillengröße  $w_0$  und der Rayleighlänge  $z_0$  beschrieben. Im Fernfeld bei Abständen  $z \gg z_0$  ist der Krümmungsradius  $R(z)$  der Phasenfronten gleich dem Abstand, während der Strahlradius  $w(z)$  linear mit dem Abstand wächst. Der Divergenzwinkel beträgt dann  $\theta = w_0/z_0$ . Die transversale Form der höheren Moden wird durch die Nullstellen der verallgemeinerten Laguerre-Polynome  $L_p^l$  und der Abhängigkeit vom Azimutwinkel  $\phi$  bestimmt.

Der Transport dieser Moden durch ein optisches System wird durch einen komplexen Strahlparameter  $q = z + iz_0$  beschrieben, der für alle transversalen Moden gleich ist und mit dessen Kenntnis die Feldverteilung an jeder beliebigen Stelle berechnet werden kann. Dieser Strahlparameter ändert sich durch ein optisches Element gemäß [57]

$$q' = \frac{Aq + B}{Cq + D}, \quad (3.41)$$

wobei die Zahlen  $A$  bis  $D$  die Elemente der Transfermatrix des optischen Elements in der geometrischen Optik sind. Die beiden wichtigsten sind die einer Driftstrecke  $D(d)$  der Länge  $d$  und einer dünnen Linse  $L(f)$  der Brennweite  $f$ . Um den Transport einer beliebigen transversalen Feldverteilung  $f(r, \phi)$  durch ein optisches System zu berechnen, muß diese Verteilung als Summe von Gaußschen Moden dargestellt werden können. Die



**Abb. 3.13:** Näherung der Feldverteilung der Übergangsstrahlungsquelle mit TEM-Moden. Die durchgezogene Kurve wurde mit 30  $\text{TEM}_{p1}$ -Moden für  $\gamma = 60$  bei 1 mm Wellenlänge berechnet. Die unterbrochene Kurve stellt die exakte Feldverteilung dar.

Koeffizienten der einzelnen Moden sind

$$c_{pl} = \int r dr d\phi u_{pl}^*(q) f(r, \phi). \quad (3.42)$$

Mit Gl. (3.41) wird der Strahlparameter  $q$  für die einzelnen optischen Elemente transformiert; anschließend werden dann mit diesem neuen Strahlparameter wieder die TEM-Moden berechnet. Die Verteilung des Strahlungsfeldes nach dem Transport durch das optische System berechnet sich schließlich aus

$$f'(r, \phi) = \sum_{pl} c_{pl} u_{pl}(q'). \quad (3.43)$$

Wenn sich im Strahlengang Aperturen befinden, die nur einen Teil des Feldes passieren lassen, dann müssen an diesen Positionen jeweils die Koeffizienten der TEM-Moden mit dem transmittierten Anteil des Feldes neu berechnet werden.

Das radial symmetrische Feld der Übergangsstrahlung setzt sich aus einer horizontal und einer vertikal polarisierten Komponente zusammen. Diese Komponenten hängen vom Azimutwinkel  $\phi$  nur über einen Faktor  $\sin \phi$  bzw.  $\cos \phi$  ab. Die zur Darstellung einer Feldkomponente benötigten TEM-Moden haben daher alle die azimutale Modennummer  $l = 1$ .

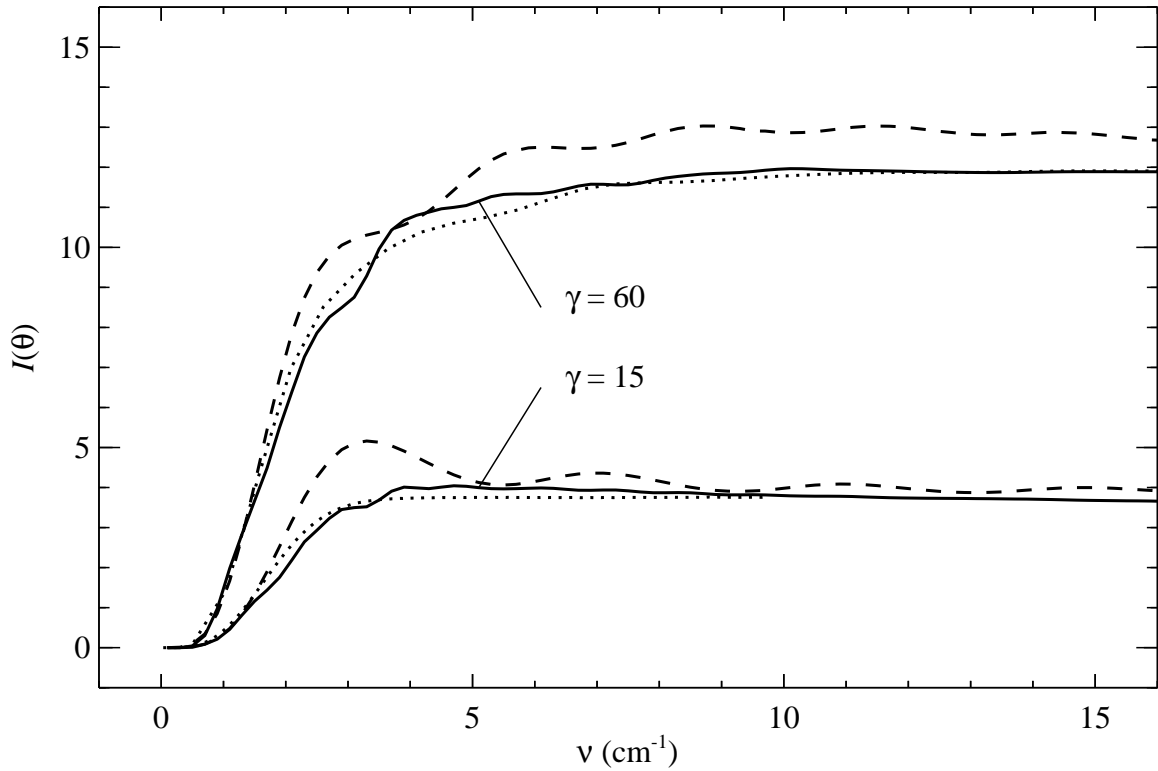
**Tab. 3.1:** Parameter für die Simulation der Ausbreitung von Übergangsstrahlung. Die Emission erfolgt am Target und ihre Ausbreitung wird durch das Vakuumsystem bis zum Eintritt in das Martin–Puplett–Interferometer verfolgt.

Element	Bezeichnung	Radius/Länge (mm)
Apertur	Target	20
Apertur	Strahlrohr	19
Drift		36
Apertur	Fenster	17.5
Drift		13
Apertur	Fenster	17.5
Drift		144
Apertur	Paraboloid	40

Ausgangspunkt der Berechnung soll die effektive Feldverteilung aus Gl. (3.21) am Ort des Targets sein, da sie die Quelle der Strahlung bildet. An dieser Stelle besitzt die Feldverteilung einen Fokus, da die Phasenflächen des Ladungsfeldes keine Krümmung haben. Die zur Darstellung der effektiven Feldverteilung optimale Waistgröße  $w_0$  hängt nun davon ab, wieviele Moden  $N_p$  verwendet werden. Die Intensität des  $p$ -ten Modes ist über den Bereich von  $w_0/\sqrt{p+1}$  bis  $w_0\sqrt{p+1}$  verteilt. Das Ladungsfeld erstreckt sich von der Quellgröße  $r_{1/2}$  aus Gl. (3.23) bis zur maximalen Ausdehnung  $r_{\perp,\max}$  nach Gl. (3.20). Mit einer Waistgröße  $w_0 = \sqrt{2N_p}\lambda/\pi$  sind ungefähr  $N_p = \gamma/2$  Moden erforderlich, um die gesamte Ausdehnung der Strahlungsquelle mit TEM–Moden darstellen zu können. Abbildung 3.13 zeigt das elektrische Feld am Ort des Targets bei  $\gamma = 60$  und die Näherung durch 30 Gauß–Laguerre–Moden.

Mit dieser Darstellung aus Gaußschen TEM–Moden wurde die Ausbreitung der Übergangsstrahlung von der Erzeugung am Target durch die Aperturen der Vakuumkammer bis zum Eintritt in das Martin–Puplett–Interferometer simuliert. Die einzelnen Komponenten des Strahlenganges sind in Tab. 3.1 zusammengefaßt.

Die berechnete spektrale Verteilung der Übergangsstrahlung ist in Abb. 3.14 für die beiden Elektronenenergien 7.5 MeV und 30 MeV gezeigt, bei denen die meisten Messungen stattgefunden haben. Zum Vergleich sind auch als gepunktete Linie die Nahfeldberechnungen aus Abschn. 3.2 und gestrichelt das Fernfeldspektrum der Diffraction Radiation nach Gl. (3.25) eingezeichnet. Die bei der Multi–Moden–Berechnung zusätzlich berücksichtigten Aperturen des Vakuumsystems haben nur einen geringen Einfluß auf die spektrale Verteilung. Die Fernfeldspektren der Diffraction Radiation weichen vor allem für die Elektronenenergie von 7.5 MeV erheblich von den beiden Nahfeldverteilungen ab. Für ein genaues Verständnis der bei den Pulsängenmessungen am S–DALINAC erhaltenen Strahlungsspektren ist die aufwendigere Berechnung der Nahfeldspektren notwendig, da



**Abb. 3.14:** Vergleich verschiedener Methoden zur Berechnung von spektralen Verteilungen der Übergangsstrahlung. Die durchgezogenen Kurven wurden durch die Näherung mit Gauß-Laguerre-Moden berechnet, die gepunkteten sind die Nahfeldberechnungen und gestrichelt dargestellt sind die Kurven der Fernfeldverteilung der Diffraction Radiation. Das Target hat jeweils einen Radius von 20 mm und die Strahlung wird im Abstand von 220 mm mit einem 80 mm durchmessenden Spiegel kollimiert.

in dem von Beugungseffekten dominierten Wellenlängenbereich auch die größte Intensität kohärenter Übergangsstrahlung erwartet wird.

### 3.4 Kohärente Emission bei gepulsten Elektronenstrahlen

Die Emission elektromagnetischer Wellen von dem Elektronenstrahl eines Beschleunigers durch einen Strahlungsprozess wird im allgemeinen als einfache Summe der entsprechenden Intensitäten der einzelnen Teilchen beschrieben. Die Möglichkeit, mit einem gepulsten Elektronenstrahl auch eine kohärente Emission von Strahlung bei den Wellenlängen zu erhalten, die der Länge der einzelnen Bunche vergleichbar sind, ist durch theoretische Arbeiten schon lange bekannt. Diese kohärente Emission wurde sowohl für Undulatorstrah-

lung [58] als auch für Synchrotronstrahlung [1, 59] vorhergesagt. Erst mit der Verfügbarkeit von Elektronenstrahlen mit entsprechend kurzen Bunchen von mm und sub-mm Länge konnte dieser Effekt bei kohärenter Synchrotronstrahlung [60–64] nachgewiesen werden. Später wurde auch die kohärente Emission bei anderen Strahlungsprozessen nachgemessen, wie bei der Tscherenkow- [65], Undulator- [66, 67], Wakefield- [65, 68], Diffraction- [69], Smith-Purcell- [70] und Übergangsstrahlung [71, 72].

Die Anwendung dieses Effektes liegt in erster Linie bei der Diagnose solcher kurzen Elektronenbunche [73]. Die Verwendung von Übergangsstrahlung zur Messung der longitudinalen Verteilung der Elektronen innerhalb eines Bunches [10, 74–77] hat sich als besonders geeignet erwiesen, da diese Strahlung vergleichsweise einfach erzeugt werden kann und das Spektrum eines Teilchens nahezu konstant ist. Auch die extrem kleinen Strukturen von einigen  $\mu\text{m}$  Länge in einem Bunch, die beim FEL-Prozess durch Microbunching entstehen, lassen sich durch eine solche Messung [78–80] nachweisen. Methoden, die den Strahl nicht durch das Einbringen eines Targets in den Elektronenstrahl zerstören, sind ebenfalls entwickelt worden und verwenden Diffraction Radiation [81], Ankopplung an einen Hohlleiter [68], Smith-Purcell-Strahlung [82] und *off-axis* Undulatorstrahlung [83].

Die folgende Herleitung des Strahlungsspektrums einer räumlich ausgedehnten Ladungsverteilung wird hier für die Übergangsstrahlung gegeben. Die Ergebnisse sind aber leicht auf andere Strahlungsarten zu übertragen. Das elektrische Feld am Ort  $\mathbf{r}$  eines Beobachters ergibt sich als Superposition des Strahlungsfeldes aller  $N$  Teilchen. Die Positionen innerhalb des Bunches relativ zu einem beliebigen, aber festen Bezugspunkt werden mit  $\mathbf{r}_i$  bezeichnet,  $z_i$  und  $\mathbf{r}_{\perp i}$  sind die longitudinale bzw. transversale Komponente davon. Das Spektrum der Raumfrequenzen des Ladungsfeldes aus Gl. (3.5), das die Quelle der Strahlung darstellt, erhält einen zusätzlichen Phasenfaktor  $\exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}_{\perp i})$  für jedes Teilchen aufgrund der transversalen Position dieses Teilchens im Bunch. Die longitudinalen Positionen führen zu einem Faktor  $\exp(ikz_i)$ , wenn von einem relativistischen Strahl mit  $\beta \approx 1$  ausgegangen wird. Das gesamte Ladungsfeld ist die Summe über alle Teilchen, also

$$\mathbf{E}_{\mathbf{k}, N}^q = \left( \sum_{n=1}^N e^{ikz_i + i\mathbf{k}\mathbf{r}_{\perp i}} \right) \mathbf{E}_{\mathbf{k}, 1}^q. \quad (3.44)$$

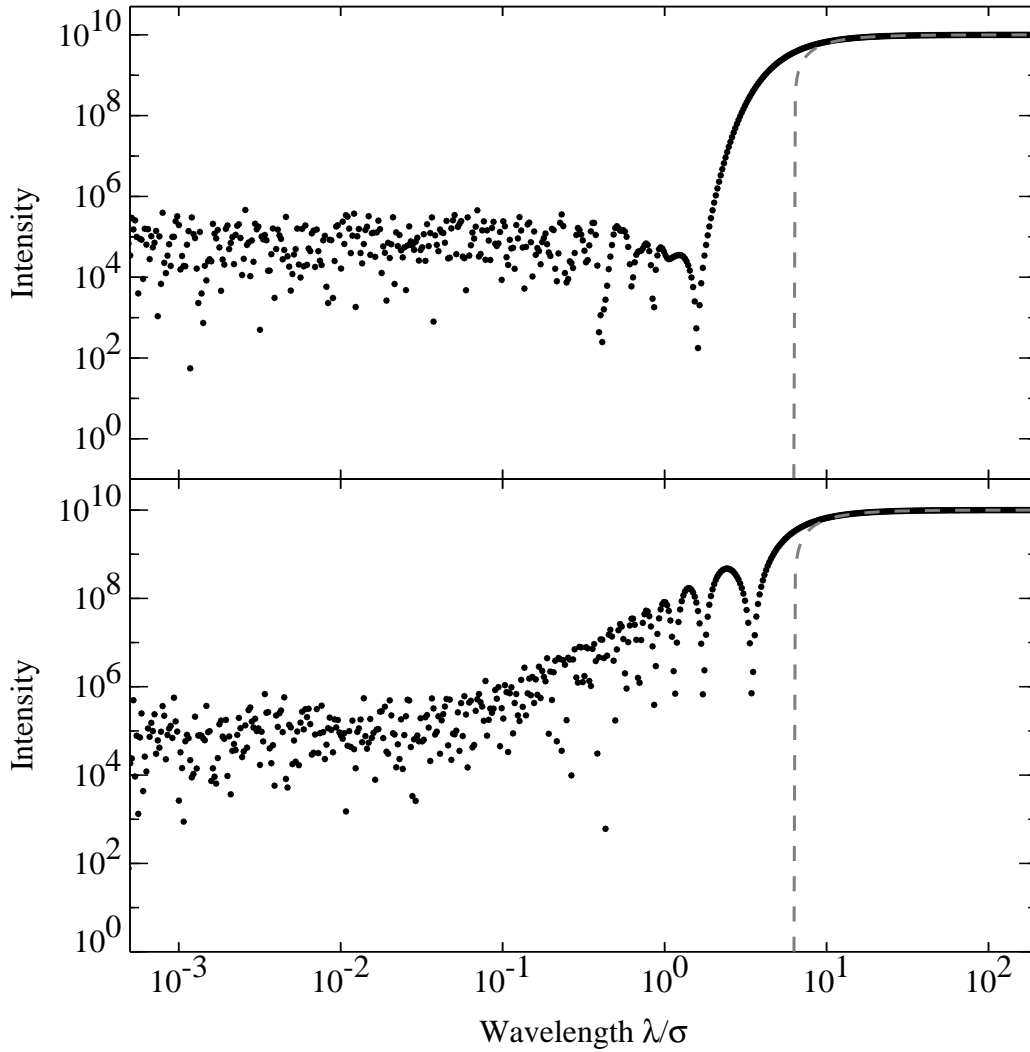
Im Strahlungsfeld müssen dann dieselben Phasenbeziehungen zwischen den emittierten Feldern der einzelnen Teilchen bestehen, so daß sich für die Intensitätsverteilung nach Gl. (3.14)

$$\frac{d^2 W_N}{d\omega d\Omega} = \left| \sum_{n=1}^N e^{ikz_i + ik \sin \theta r_{\perp, i}} \right|^2 \frac{d^2 W_1}{d\omega d\Omega} \quad (3.45)$$

ergibt. Das Absolutquadrat der Summe der Phasenfaktoren über alle Teilchen wird mit  $T(\omega)$  bezeichnet und kann in zwei Teile aufgespalten werden. Man erhält

$$T(\omega) = N + \sum_{i \neq j}^N e^{ik(z_i - z_j) + ik \sin \theta (r_{\perp, i} - r_{\perp, j})}$$





**Abb. 3.15:** Spektrum der kohärenten Strahlungsemission eines Elektronenbunches mit  $10^5$  Teilchen. Die Intensität ist als Vielfaches der Einteilchenintensität angegeben. Das obere Teilbild zeigt das Spektrum gaußverteilter Teilchen und das untere gleichförmig zufallsverteilter Teilchen. Beide Verteilungen haben die gleiche RMS-Breite  $\sigma$ , mit der auch die Wellenlänge skaliert ist. Die Näherung für den Formfaktor bei großen Wellenlängen aus Gl. (3.48) ist als unterbrochene Kurve in grau eingetragen.

$$= N + N(N - 1)f(\omega). \quad (3.46)$$

Der erste Teil ist proportional zur Teilchenzahl  $N$  und entspricht der inkohärenten Strahlungsemission. Der zweite Teil ist proportional zum Quadrat der Teilchenzahl und der als Formfaktor bezeichneten Größe  $f(\omega)$ . Dieser Formfaktor ist so normiert, daß er im Grenzfall  $\omega \rightarrow 0$  gleich 1 wird. Bei großen Frequenzen mitteln sich die einzelnen Phasen bis auf kleine Fluktuationen aufgrund zufallsverteilter Teilchenpositionen gänzlich

weg. Die Emission von kohärenter Strahlung bei großen Wellenlängen, die der räumlichen Ausdehnung der Ladungsverteilung vergleichbar sind, ist hingegen um bis zu einem Faktor  $N$  gegenüber der inkohärenten Emission erhöht. Die typischen Bunchladungen in Elektronenbeschleunigern von pC bis nC entsprechen Teilchenzahlen von  $10^7$  bis  $10^{11}$ . Die Verteilung der Teilchenpositionen im Bunch kann dann durch eine kontinuierliche Ladungsverteilung angenähert werden [84]. Die Summe über die einzelnen Phasendifferenzen zwischen den Teilchenpositionen wird dann zu einer Fouriertransformation der Ladungsverteilung. Wenn die Ladungsverteilung mit  $S(\mathbf{r})$  bezeichnet wird und auf 1 normiert ist, dann berechnet sich der Formfaktor zu

$$f(\omega) = \left| \int d^3\mathbf{r} e^{ikz + ik \sin \theta r_\perp} S(\mathbf{r}) \right|^2. \quad (3.47)$$

In Abb. 3.15 ist das nach Gl. (3.46) berechnete Emissionsspektrum von jeweils  $10^5$  zufallsverteilten Teilchen bezogen auf das Einteilchenspektrum als Funktion der Wellenlänge gezeigt. Beide Verteilungen haben keine transversale Ausdehnung und die gleiche longitudinale RMS-Breite, auf die auch die Wellenlänge bezogen ist. Das Spektrum des gaussverteilten Bunches ist zu kleinen Wellenlängen hin wesentlich stärker unterdrückt als das der rechteckförmigen Verteilung. Bei noch kleineren Wellenlängen fluktuiert bei beiden Pulsformen das Spektrum um den Wert der inkohärenten Intensität bei  $N$ . Das Verhalten bei großen Wellenlängen kann durch eine Entwicklung des Formfaktors um  $k = 0$  untersucht werden. In niedrigster Ordnung ist

$$f(\omega) = 1 - k^2 \int dz z^2 S(z) + O(k^4) \approx 1 - k^2 \sigma_{\text{RMS}}^2. \quad (3.48)$$

Zur Bestimmung der Pulslänge aus der Messung eines solchen Spektrums ist es ausreichend, den Spektralbereich zu erfassen, in welchem die Näherung für den Formfaktor gültig ist, d.h. ungefähr eine Dekade ab der Wellenlänge

$$\lambda = 2\pi\sigma_{\text{RMS}}. \quad (3.49)$$

Noch größere Wellenlängen sind nicht erforderlich, da dort der Formfaktor konstant 1 wird. Durch eine Anpassung der Parabelfunktion aus Gl. (3.48) an das gemessene Spektrum kann dann die Pulslänge gewonnen werden. Durch die verschiedenen im vorherigen Abschnitt behandelten Beugungseffekte kann der langwellige Teil des Strahlungsspektrums so unterdrückt sein, daß der Formfaktor bei keiner Wellenlänge den Wert 1 erreichen kann. Um dennoch die Pulslänge abschätzen zu können, muß das gemessene Spektrum kalibriert werden. Dann kann der unterdrückte langwellige Teil des Spektrums zum Wert 1 bei der Frequenz 0 extrapoliert werden und eine Bestimmung der Länge ist möglich.

Damit auch die genaue Pulsform ermittelt werden kann, muß auch der Bereich kürzerer Wellenlängen gemessen werden, in dem es signifikante Unterschiede in der spektralen Intensität zwischen verschiedenen Pulsformen gleicher Länge gibt. Eine genauere Berechnung der Pulsform aus dem gemessenen Spektrum ist allerdings ohne weiteres nicht

möglich, da der Formfaktor vom Quadrat der Fouriertransformation der Ladungsverteilung abhängt. Damit ist zunächst nur die Amplitude, nicht aber die Phase der Frequenzkomponenten der Ladungsverteilung bekannt. Eine Rücktransformation des Spektrums kann daher nur bei einer symmetrischen Pulsform ein korrektes Ergebnis liefern. Eine Möglichkeit, dennoch die fehlende Phaseninformation aus dem Spektrum zu berechnen und damit auch die Asymmetrie einer Pulsform zu bestimmen, wird in Abschn. 3.5 behandelt.

Eine weitere mögliche Einschränkung bei der Bestimmung der Pulslänge ist durch den transversalen Formfaktor gegeben. Zur kohärenten Emission von Strahlung muß der Puls nicht nur longitudinal, sondern auch transversal auf die Größenordnung der Wellenlänge begrenzt sein. Damit das Spektrum allein durch die longitudinale Ladungsverteilung bestimmt wird, muß in Gl. (3.47) die Phase der transversalen Verteilung mit der Breite  $\sigma_T$  klein sein gegen die der longitudinalen, d.h. es muß

$$\sigma_{\text{RMS}} \gg \sin \theta_{\text{op}} \sigma_T \quad (3.50)$$

gelten. Da im allgemeinen der gemessene Raumwinkel schon wesentlich kleiner als 1 ist, ist es ausreichend, den Elektronenstrahl auf eine der erwarteten Pulslänge entsprechende Größe zu fokussieren. Beim S-DALINAC ist bei einer Pulslänge von 0.6 mm diese Bedingung mit einer Fokussierung auf ca. 1 mm Strahldurchmesser bereits erfüllt.

### 3.5 Phasenrekonstruktion bei Intensitätsmessungen

Aus einer Messung der spektralen Intensität der Übergangsstrahlung, die von einer Ladungsverteilung abgestrahlt wird, kann der Formfaktor und damit auch die RMS-Breite des Pulses berechnet werden, wie in Abschn. 3.4 gezeigt wurde. Der Formfaktor ist durch

$$f(\omega) = |S(\omega)|^2 = \left| \int_{-\infty}^{\infty} dz S(z) e^{ikz} \right|^2 \quad (3.51)$$

mit dem Betrag der Fouriertransformierten der Ladungsverteilung  $S(z)$  verknüpft, wenn in Gl. (3.47) die transversale Ausdehnung des Pulses vernachlässigt wird. Eine korrekte Rekonstruktion der Pulsform durch eine Fourierrücktransformation von  $S(\omega)$  erfordert aber auch die Kenntnis der Phase von  $S(\omega)$ . In Arbeiten von Lai und Sievers [85, 86] wird ein Verfahren angegeben, diese Phase aus dem gemessenen Formfaktor zu bestimmen. Dazu wird ein Zusammenhang hergestellt zwischen dem komplexen Pulsspektrum  $S(\omega)$  und der komplexen Dielektrizitätszahl  $\epsilon(\omega)$ . Aus der Kausalität der Signalausbreitung in einem Medium kann eine Beziehung zwischen dem Real- und dem Imaginärteil der Dielektrizitätszahl, die Kramers-Kronig Relation, hergeleitet werden. Bei einer zeitlich begrenzten Pulsform kann man den Anfang des Pulses willkürlich auf den Zeitpunkt 0 festsetzen. Dann kann mit dem gleichen Argument auch eine Beziehung zwischen Real-

und Imaginärteil des Pulsspektrums angenommen werden. Da hier Betrag und Phase verknüpft werden sollen, wird der Logarithmus des Pulsspektrums

$$\ln S(\omega) = \ln \rho(\omega) + i\phi(\omega) \quad (3.52)$$

verwendet. Die Amplitude  $\rho(\omega)$  ist die Wurzel aus dem Formfaktor. Für die Phase  $\phi(\omega)$  gilt dann [86]

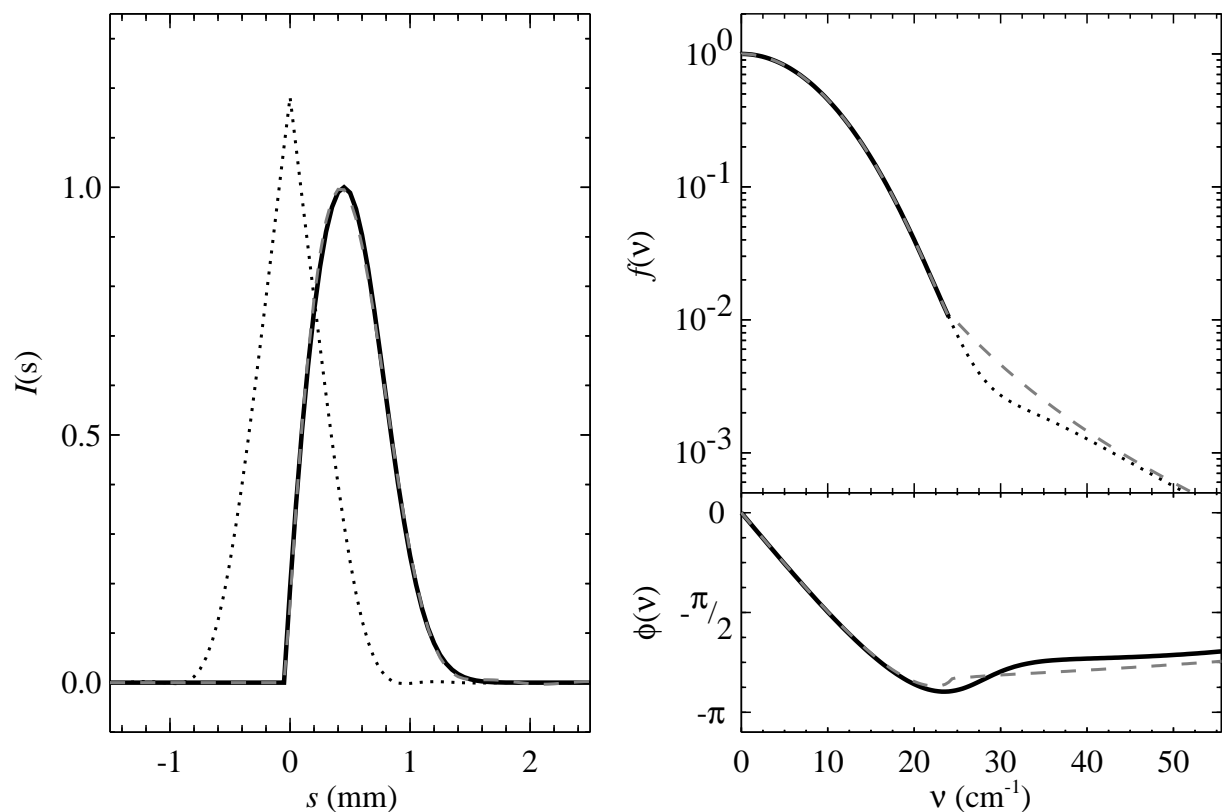
$$\phi(\omega) = -\frac{2\omega}{\pi} P \int_0^\infty dx \frac{\ln[\rho(x)/\rho(\omega)]}{x^2 - \omega^2} = -\frac{1}{\pi} P \int_{-\infty}^\infty dx \frac{\ln[\rho(x)/\rho(\omega)]}{x - \omega}, \quad (3.53)$$

wobei  $P$  den Hauptwert der Integrale bezeichnet. Das zweite Integral ist eine Hilbert-Transformation, die eine einfache Berechnung der Phase ermöglicht. Bei einer Messung erhält man diskrete Werte des Spektrums in einem Frequenzintervall. Die exakte Berechnung des Integrals würde es erfordern, das kontinuierliche Spektrum bei allen Frequenzen zu kennen. Da die Hilbert-Transformation durch geeignete Fouriertransformationen darstellbar ist, können jedoch mit den entsprechenden diskreten Fouriertransformationen die zu den diskreten Amplitudenwerten des Spektrums gehörenden Werte der Phase berechnet werden.

Das Ergebnis dieser Methode ist in Abb. 3.16 zu sehen. Dazu wurde eine 0.7 mm lange, asymmetrische Ladungsverteilung angenommen, deren linker Teil parabolisch und deren rechter gaußförmig ist. Ein begrenztes Signal- zu Rauschverhältnis wurde berücksichtigt, indem angenommen wurde, daß der Formfaktor einen Untergrund von 1% besitzt. Da in die Berechnung der Phase der Logarithmus des Formfaktors eingeht, würde sich ein solcher Untergrund erheblich auf das Ergebnis auswirken. Deshalb wurde der Formfaktor bei Frequenzen ab  $24 \text{ cm}^{-1}$ , wo er den Wert des angenommenen Untergrundes von 1% hat, durch eine Näherung des Formfaktors für große Frequenzen ersetzt. Er ist dort nach [85] proportional zu  $\omega^{-4}$ . Differenzen zwischen dem exakten Phasenverlauf und dem rekonstruierten bestehen nur in diesem hochfrequenten Teil des Spektrums. Die nur mittels der rekonstruierten Phase berechnete Pulsform stimmt nahezu vollständig mit der originalen überein. Zum Vergleich wird in der Abbildung auch die Pulsform gezeigt, die man erhält, wenn man  $\phi(\omega)$  nicht berücksichtigt, sondern zu 0 setzt. Die Länge dieses Pulses entspricht zwar der des originalen, die Form wird allerdings nicht richtig wiedergegeben.

Dieses Verfahrens ist inzwischen bei zahlreichen Experimenten [69, 87–90] eingesetzt worden, um aus den Spektren von Übergangsstrahlung die Pulsform zu bestimmen. Die Qualität der rekonstruierten Pulsformen hing dabei entscheidend davon ab, inwiefern der durch Beugungseffekte unterdrückte Bereich kleiner Frequenzen ergänzt werden konnte.

Mit dieser Methode kann nicht entschieden werden, ob tatsächlich die rekonstruierte Pulsform, oder die in der Zeit gespiegelte vorliegt, denn das Pulsspektrum  $S(\omega)$  und sein konjugiert komplexes Pendant ergeben denselben Formfaktor. Um diese Zweideutigkeit aufzulösen, sind Meßmethoden erforderlich, bei denen die Pulsform direkt im Zeitbereich bestimmt wird, wie z.B. bei der Messung mit einer Streak-Kamera oder der in Kap. 6 vorgestellten elektro-optischen Abtastung.



**Abb. 3.16:** Rekonstruktion der Phase des Formfaktors. Das linke Bild zeigt die Pulsformen. Die durchgezogene Linie ist der ursprüngliche 0.7 mm lange, asymmetrische Puls, der aus einem ansteigenden parabolischen und einem abfallenden gaußförmigen Teil besteht. Die gepunktete Kurve wurde durch eine Fourierrücktransformation ohne Phasenrekonstruktion, die grau gestrichelte mit der rekonstruierten Phase gewonnen. Das rechte Bild zeigt im oberen Bereich in schwarz den Formfaktor in Abhängigkeit von der Wellenzahl, wobei der gepunktete Teil für die Rekonstruktion unberücksichtigt bleibt und durch die grau gestrichelte angenähert wird. Das untere Teilbild zeigt in schwarz die originale und in grau die rekonstruierte Phase.

## Kapitel 4

# Spektrometer für Millimeterwellen

Die zur Bestimmung der Ladungsverteilung in Elektronenbunchen mittels Übergangsstrahlung erzeugte elektromagnetische Strahlung weist ein Spektrum auf, dessen hierfür maßgeblicher kohärenter Anteil im Gebiet der Millimeter- und Submillimeterwellen liegt, wenn der Elektronenstrahl von RF-Beschleunigern mit kurzen oder ultrakurzen Bunchlängen im Bereich von wenigen Pikosekunden und darunter erzeugt wird. Die elektromagnetischen Wellen dieses Spektralbereichs werden auch als THz-Wellen bezeichnet.

Bei der Messung eines solchen Strahlungsspektrums sind zwei physikalisch unterschiedliche Verfahren zu trennen. Eine Messung der Intensität liefert keine Information über den Verlauf der Phase des Spektrums und es sind zusätzliche Annahmen über die Strahlungsquelle notwendig, um die Phaseninformation zu erhalten, wie es in Kap. 3.5 bereits behandelt wurde. Hingegen ist durch das Ausnutzen nichtlinearer Effekte die direkte Bestimmung des zeitlichen Verlaufes bzw. des Spektrums der Feldstärke möglich.

In diesem Kapitel werden verschiedene Detektoren und Spektrometer vorgestellt, die für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente verwendet wurden. Diese Detektoren sind auf die gesamte Intensität in einem bestimmten Spektralbereich empfindlich. Um die spektrale Intensitätsverteilung zu ermitteln, wird daher die zu vermessende Strahlung vor dem Detektor durch ein Spektrometer geleitet, dessen spektrale Empfindlichkeit dazu gezielt verändert wird. Bei der Fourierspektroskopie wird in einem Interferometer die spektrale Empfindlichkeit durch die Weglängendifferenz der Teilstrahlen moduliert, während bei dem Filterspektrometer durch Einbringen von Filtern vor den Detektor nur jeweils bestimmte Spektralbereiche gemessen werden. Im Nachfolgenden soll zunächst die Fourierspektroskopie behandelt werden, die die Grundlage der Messungen mit den Interferometern bildet, bevor die bei den diesen Messungen der Elektronenpulslänge am S-DALINAC eingesetzten beiden Interferometer sowie das Filterspektrometer vorgestellt werden. Das Kapitel schließt mit einer genauen Untersuchung der spektralen Empfindlichkeit der verwendeten Detektoren, die für die Auswertung der bei den Pulslängenmessungen gewonnenen Meßdaten von entscheidender Bedeutung ist.

## 4.1 Fourierspektroskopie

Die Fourierspektroskopie basiert darauf, die Strahlung, deren Spektrum bestimmt werden soll, durch ein in Abb. 4.1 schematisch dargestelltes Michelson–Interferometer zu leiten. In einem solchen Interferometer wird an einem Strahlteiler der Strahlengang aufgespalten, um über einen festen bzw. einen beweglichen Spiegel am gleichen Strahlteiler wieder zusammengeführt zu werden. Am Strahlteiler kommt es daher zur Interferenz der beiden Teilstrahlen mit einer einstellbaren Wegdifferenz. Bei einem zeitlich veränderlichen Lichtsignal kann nun hinter dem Strahlteiler die Korrelation des Signals mit sich selbst gemessen werden; dieses Verfahren wird deshalb auch als Autokorrelation bezeichnet.

Für eine monochromatische Lichtwelle der Frequenz  $\omega$  ergibt sich für die Transmission durch das Interferometer bei einer Laufzeitdifferenz  $\tau$

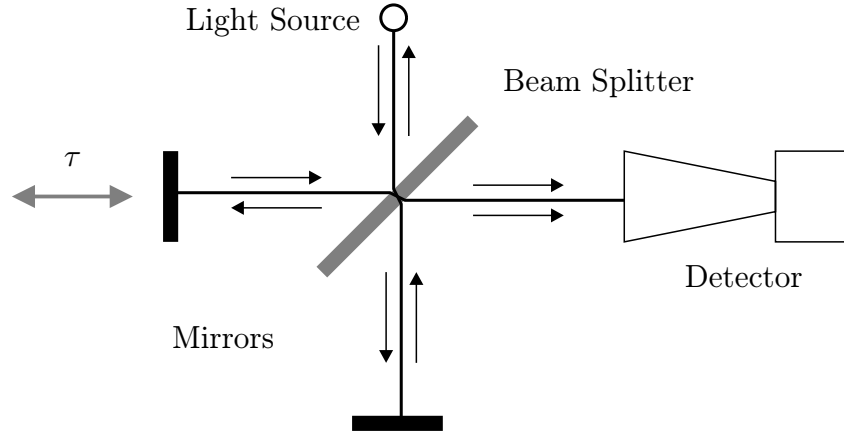
$$\begin{aligned} S_{\text{MI}}(\omega) &= |r(\omega)t(\omega) + t(\omega)r(\omega)e^{i\omega\tau}|^2 \\ &= 2RT(\omega)[1 + \cos(\omega\tau)], \end{aligned} \quad (4.1)$$

dabei sind  $r(\omega)$  und  $t(\omega)$  der Reflexions- bzw. Transmissionskoeffizient des Strahlteilers bezogen auf die Feldstärke und dementsprechend  $RT(\omega)$  das Produkt beider Betragsquadrate. Die in Abhängigkeit von  $\tau$  auf den Detektor einfallende Strahlungsleistung  $P(\tau)$  ist folglich

$$P(\tau) = 2 \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega RT(\omega) P(\omega) + 2 \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega RT(\omega) P(\omega) e^{-i\omega\tau}. \quad (4.2)$$

Der oszillierende  $\cos$ -Term kann hier als Exponentialfunktion geschrieben werden, da das Spektrum für positive und negative Frequenzen gleich ist. Weiterhin ist zu erkennen, daß die Autokorrelationsfunktion symmetrisch in  $\tau$  ist. Obwohl es somit ausreichend ist, sie entweder für  $\tau < 0$  oder für  $\tau > 0$  zu messen, kann eine Bestimmung im gesamten Zeitbereich zur Fehleranalyse ausgenutzt werden.

Das erste Integral in Gl. (4.2) ist von  $\tau$  unabhängig und ist gleich der halben Intensität in Nullstellung des Interferometers mit gleich langen Armen. Das zweite Integral entspricht gerade der mit  $2RT(\omega)$  multiplizierten Fouriertransformierten des zugrundeliegenden Spektrums. Dieses könnte also durch eine entsprechende Rücktransformation der Autokorrelationsfunktion berechnet werden, wenn  $P(\tau)$  mit beliebiger Genauigkeit bekannt ist. In der Praxis wird sie aber nur für  $2N$  diskrete Zeitschritte  $\tau_n = n \Delta\tau$  in einem endlichen Intervall  $-T/2$  bis  $T/2$  bestimmt, d.h.  $\Delta\tau = T/2N$ . Dadurch wird bei einer diskreten Fourierrücktransformation das Spektrum nur für diskrete Kreisfrequenzen  $\omega_m = 2\pi \tilde{\nu}_m = m \Delta\omega$  bzw. für die diskreten Frequenzen  $\tilde{\nu}_m = m \Delta\tilde{\nu}$  errechnet. Die spektrale Auflösung hängt direkt von dem Meßintervall  $T$  ab und beträgt  $\Delta\omega = 2\pi/T$  bzw.  $\Delta\tilde{\nu} = 1/T$ . Das Spektrum reicht bis zu einer Grenzfrequenz  $\tilde{\nu}_N = N/T = 1/2\Delta\tau$  und



**Abb. 4.1:** Schematische Darstellung des Michelson–Interferometers. Das von einer Quelle einfallende Licht wird am Strahlteiler zu den beiden Spiegeln geleitet, danach am Strahlteiler wieder zusammengeführt, um das Interferometer in Richtung des Detektors oder des einfallenden Lichtes abhängig von der Laufzeitdifferenz  $\tau$  wieder zu verlassen.

ergibt sich zu

$$P(\tilde{\nu}_m) = 2\pi P(\omega_m) = [2RT(\tilde{\nu}_m)]^{-1} \sum_{n=-N}^{N-1} \Delta\tau [P(\tau_n) - P(\tau_0)/2] e^{-2\pi i \tilde{\nu}_m n \Delta\tau}. \quad (4.3)$$

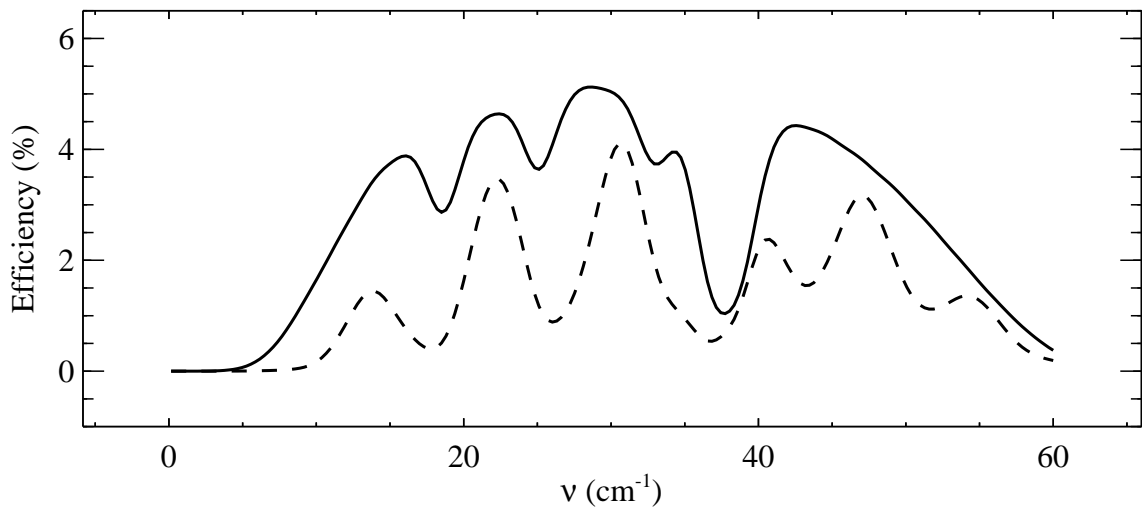
Diese diskrete Fouriertransformation kann schnell und effizient mit einem *Fast Fourier Transform* genannten Algorithmus durchgeführt werden, der in den gängigen Programmpaketen zur Datenanalyse implementiert ist.

## 4.2 Michelson–Interferometer

In den ersten Experimenten zur Bestimmung der Bunchlänge des S–DALINAC wurde ein Michelson–Interferometer verwendet, das zusammen mit den experimentellen Resultaten in [76,91,92] bereits eingehend beschrieben ist, so daß der Aufbau hier nur kurz dargestellt wird. Bei dem Entwurf des Interferometers und der Auswertung der Daten wurden der in Kap. 3 diskutierte Einfluß der Geometrie des Meßplatzes und der Empfindlichkeit des verwendeten pyroelektrischen Detektors auf die gemessenen Strahlungsspektren nur zum Teil berücksichtigt. Um diese experimentell ermittelten Daten mit den im Rahmen dieser Arbeit gewonnenen besser vergleichen zu können, soll daher auch die Effizienz des bei dem in diesem ersten Experiment verwendeten Meßplatzes unter Einschluß der Beugungseffekte und der Detektorempfindlichkeit ermittelt werden.

Der Meßplatz befand sich unmittelbar vor dem Eintritt des Elektronenstrahls in den Undulator des FEL–Experiments. Sein Aufbau entsprach im wesentlichen dem in Abschn. 4.4





**Abb. 4.2:** Effizienz des Meßplatzes mit dem Michelson–Interferometer. Die durchgezogene Kurve gibt den Anteil der Übergangsstrahlung wieder, der das Spektrometer passieren kann, während die unterbrochene Kurve den Anteil darstellt, der einschließlich der Spektrometereffizienz von dem verwendeten pyroelektrischen Detektor nachgewiesen werden kann. Für beide Kurven wurde eine spektrale Auflösung von  $1\text{ cm}^{-1}$  angenommen.

vorgestellten Meßplatz mit dem Martin–Puplett–Interferometer. Die von dem Elektronenstrahl an einem in den Strahl einfahrbaren Schirm aus Aluminiumfolie erzeugte Übergangsstrahlung wurde unter  $90^\circ$  durch ein Polyethylen–Fenster aus dem Vakuumsystem in das Interferometer geleitet und mit einem pyroelektrischen Detektor nachgewiesen.

Die wesentlichen Unterschiede zu dem Meßplatz mit dem Martin–Puplett–Interferometer bestanden in der Größe der eingesetzten optischen Komponenten und dem Strahlteiler des Interferometers. Das Target war ein am S–DALINAC zur transversalen Strahldiagnose mittels optischer Übergangsstrahlung eingesetzter Aluminiumschirm mit 27 mm Durchmesser, das Abschlußfenster des Vakuumsystems hatte einen Durchmesser von 19 mm und die goldbeschichteten Spiegel sowie der Strahlteiler aus  $50\text{ }\mu\text{m}$  dicker Mylarfolie maßen 40 mm im Durchmesser. Der die Strahlung kollimierende erste Hohlspiegel des Interferometers mit 25 cm Brennweite bildete nicht das Target selbst, sondern das 76 mm weiter entfernte Austrittsfenster der Vakuumkammer auf den Detektor ab, so daß der Akzeptanzwinkel des Spektrometers lediglich 58 mrad betrug. Bei der Energie des Elektronenstrahls von 31 MeV ergibt sich daraus nach Gl. (3.37) als Abschätzung für die Abschneidewellenlänge ca. 1 mm und für die Grenzwellenzahl ca.  $10\text{ cm}^{-1}$ . Eine weitere Begrenzung für den Einsatz bei kleinen Wellenzahlen bewirkte der Strahlteiler aus Mylarfolie. Seine Transmission wird bei Wellenlängen, die wesentlich größer als die Dicke der Folie sind, nahezu 100%, während das Reflexionsvermögen vollständig verschwindet.

Mit dem in Kap. 3.3 beschriebenen Verfahren wurde die Ausbreitung der Übergangsstrahlung von ihrer Erzeugung an der Folie durch das Spektrometer bis zum Detektor simuliert und zusätzlich noch die Transmission des PE-Fensters und des Mylar-Strahlteilers sowie die Absorption durch Wasserdampf [94] im 1.2 m langen Weg durch das Interferometer berücksichtigt. Die in Abb. 4.2 gezeigte Effizienz des Spektrometers ist folgendermaßen definiert. Der von der Wegdifferenz im Spektrometer unabhängige konstante Anteil der Strahlungsintensität wird bezogen auf die in den Halbraum emittierte Intensität der Übergangsstrahlung nach Gl. (3.2). In der Nullstellung des Interferometers beträgt die Intensität demnach das Doppelte dieses konstanten Anteils. Die durchgezogene Kurve bezieht sich auf die Effizienz vor dem Detektor. Für die unterbrochene Kurve wurde zusätzlich die spektrale Empfindlichkeit des pyroelektrischen Detektors und seine 5 mm große Apertur berücksichtigt. Beide Kurven wurden mit der Auflösung von  $1 \text{ cm}^{-1}$  der gemessenen Spektren gefaltet. Die durch den Detektor hervorgerufene große Oszillation der Effizienz wird in Kap. 4.5 diskutiert.

Im vorherigen Kapitel wurde in Gl (3.49) ein Kriterium für den Wellenlängenbereich angegeben, der gemessen werden muß, um direkt aus dem Formfaktor der Ladungsverteilung auf die Pulslänge zu schließen. Für diesen Meßaufbau mit seiner unteren Abschneidewellenzahl bei  $10 \text{ cm}^{-1}$  ergibt dieses Kriterium, daß eine eindeutige Bestimmung der Pulslänge nur möglich ist, wenn sie wesentlich kleiner als 1 ps ist, was deutlich unter der Pulslänge des S-DALINAC von 2 ps liegt und die Schwierigkeit begründet, aus den in Kap. 5 vorgestellten Messungen mit diesem Spektrometer unzweideutig die Pulslänge zu bestimmen.

### 4.3 Filterspektrometer

Die Messung eines Spektrums im Bereich der Mikrowellen ist mit vergleichsweise einfachen Mitteln möglich, wenn dafür nur wenige Meßpunkte ermittelt werden sollen. Dazu werden beispielsweise Metallgitter als Mikrowellenfilter genommen, die nacheinander vor einen geeigneten Detektor gehalten werden, so daß nur bestimmte Ausschnitte aus dem Spektrum in den Detektor gelangen und dort nachgewiesen werden können. Zur Untersuchung kohärenter Strahlungsemission von Elektronenbeschleunigern wurden bereits bei den ersten Experimenten mit Synchrotronstrahlung [63, 64] derartige Filter verwendet.

Da mit dem im vorhergehenden Abschnitt beschriebenen Interferometer der für eine Messung der Elektronenpulslänge des S-DALINAC interessante Spektralbereich von  $1 \text{ cm}^{-1}$  bis  $10 \text{ cm}^{-1}$  nicht zugänglich war, wurde in [93] ein System aus speziellen Metallfiltern, den sogenannten *thick grid filters* [95] konstruiert und zur Diagnose des Elektronenstrahls am CLIC-Testbeschleuniger eingesetzt [96]. Im Zusammenhang mit den hier vorgestellten Messungen am S-DALINAC mit dem weiter unten beschriebenen Polarisations-Interferometer wurde auch dieses Filterspektrometer verwendet, um seine Einsatzmöglich-

keit für Pulslängenmessungen zu untersuchen und insbesondere die mit beiden Spektrometern gemessenen Spektren zu vergleichen.

Die im folgenden Abschnitt näher beschriebenen 11 Filter waren an einer ferngesteuert drehbaren Scheibe befestigt und konnten so nacheinander in den Strahlengang des Polarisations-Interferometers zwischen das Austrittsfenster und den kollimierenden Hohlspiegel gebracht werden.

### 4.3.1 Millimeterwellen-Filter

Jeder Filter dieses Spektrometers besteht aus einer Messingplatte der Dicke  $t$ , in die Löcher mit dem Durchmesser  $D$  in einer hexagonalen Anordnung mit dem Mittelpunktsabstand  $d$  gebohrt sind. Diese Löcher stellen kleine Hohlleiter dar, die die Transmission von Wellenlängen, die größer als die Abschneidewellenlänge des Hohlleiters sind, unterdrücken und sie stattdessen an der Metallplatte reflektieren lassen. Eine solche Anordnung ist daher ein Hochpassfilter mit der Abschneidewellenzahl  $\nu_c = 0.586/D$ . Die Lochdurchmesser und die resultierenden Abschneidewellenzahlen sind in Tab. 4.1 zusammengefaßt.

Bei wesentlich kleineren Wellenlängen wird ein von der Flächenbelegung abhängender konstanter Anteil des Lichts transmittiert bzw. reflektiert. Der genaue Verlauf der Transmission im dazwischenliegenden Bereich wird durch das Verhältnis von der Dicke der Platte zum Lochdurchmesser bestimmt. Bei allen Filtern wurden die gleichen Verhältnisse zwischen den geometrischen Größen  $t$ ,  $D$  und  $d$  eingehalten, und zwar betrug die Dicke der Metallplatte das Doppelte des Lochdurchmessers, welcher seinerseits 85% des Lochabstandes hatte. Die Transmission aller Filter kann daher mit einer universellen Funktion beschrieben werden, die mit der jeweiligen Abschneidewellenzahl  $\nu_c$  skaliert werden muß. Von zweien dieser Filter ist die gemessene Transmission [93] in Abb. 4.3 dargestellt.

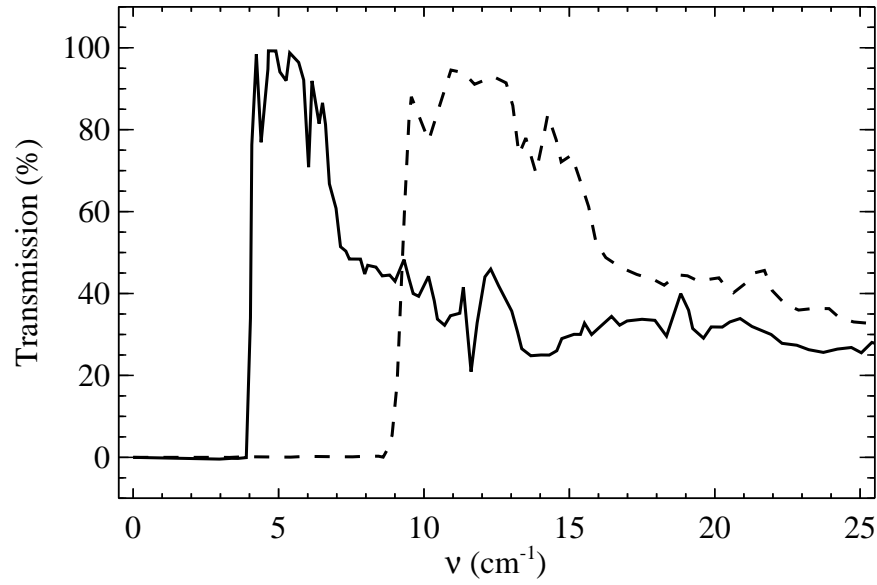
**Tab. 4.1:** Parameter der Hochpassfilter. Der Lochdurchmesser ist mit  $D$  und die Abschneidewellenzahl mit  $\nu_c$  bezeichnet.

Filternummer	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
$D$ (mm)	5.85	3.90	2.90	2.35	2.00	1.50	1.30	1.00	0.75	0.70	0.65
$\nu_c$ (cm <sup>-1</sup> )	1.0	1.5	2.0	2.5	2.9	3.9	4.5	5.9	7.8	8.4	9.0

### 4.3.2 Spektrenrekonstruktion

Aus einer Messung der Strahlungsintensität mit verschiedenen Filtern vor dem Detektor ergeben sich Meßwerte  $P_n$  für die Strahlungsleistung, die über

$$P_n = \int d\nu T_n(\nu) P_0(\nu) \quad (4.4)$$



**Abb. 4.3:** Transmission von Hochpass-Metallfiltern mit den Abschneidewellenzahlen  $4\text{ cm}^{-1}$  (durchgezogen) und  $9\text{ cm}^{-1}$  (gestrichelt).

mit der jeweiligen Transmission des Filters  $T_n(\nu)$  und der zugrundeliegenden spektralen Leistung  $P_0(\nu)$  verknüpft sind. Die beste Annäherung an dieses Spektrum ist

$$P(\nu) = \sum_m T_m(\nu) c_m, \quad (4.5)$$

wobei die Koeffizienten  $c_m$  mit dem Gleichungssystem

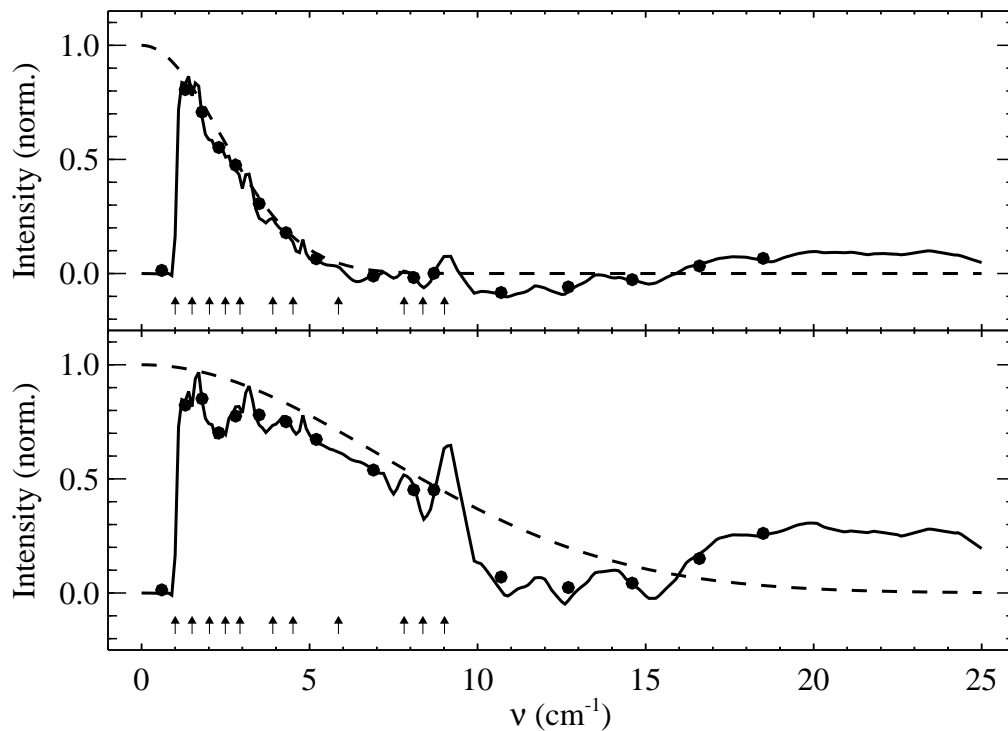
$$P_n = \sum_m T_{nm} c_m \quad (4.6)$$

mit

$$T_{nm} = \int d\nu T_n(\nu) T_m(\nu) \quad (4.7)$$

definiert sind. Da die Filtertransmissionen kein orthogonales Funktionensystem darstellen, ist die Matrix  $T_{nm}$  auch keine Einheitsmatrix.

Die Verwendbarkeit dieser Methode, das Spektrum zu rekonstruieren, ist in Abb. 4.4 zu sehen. Als ursprüngliches Spektrum wurden die Spektren von zwei gaußförmigen Elektronenverteilungen mit der Länge 3 ps und 1 ps angesetzt. Durch die Verwendung der Transmissionsfunktionen zur Rekonstruktion des Spektrums ist dieses stärker strukturiert, als es dem Auflösungsvermögen der Messung entspricht, die durch den Abstand zwischen den einzelnen Abschneidewellenzahlen gegeben ist. Eine der Zahl der Filter gleichkommende Menge an Datenpunkten im Spektrum erhält man, indem das rekonstruierte Spektrum aus verschiedenen Rechteckfunktionen zusammengesetzt wird, die den Bereich zwischen je



**Abb. 4.4:** Berechnung des Spektrums aus einer Simulation mit dem Filterspektrometer. Für das obere Teilbild wurde das Spektrum eines 3 ps langen Pulses und für das untere das eines mit 1 ps Länge angenommen und als unterbrochene Linie dargestellt. Das aus den Funktionen der Filtertransmissionen zusammengesetzte Spektrum ist durchgezogen gezeigt und die Näherung durch Rechteckfunktionen ist als Punkte eingetragen. Die Positionen der Abschneidewellenzahlen aller Filter sind mit Pfeilen vermerkt.

zwei Abschneidewellenzahlen der Filter abdecken. Für jeden dieser einzelnen Bereiche ergibt sich dann ein entsprechender Datenpunkt. Bei Wellenzahlen, die jenseits der höchsten Abschneidewellenzahl aller Filter liegen, kann das Spektrum nicht korrekt wiedergewonnen werden, da in diesem Bereich alle Filter nahezu die gleiche Transmission aufweisen. Der vorliegende Satz an Filtern ermöglicht daher die Verwendung dieses Spektrometers für Pulslängen zwischen 1 ps bis 5 ps.

## 4.4 Martin–Puplett–Interferometer

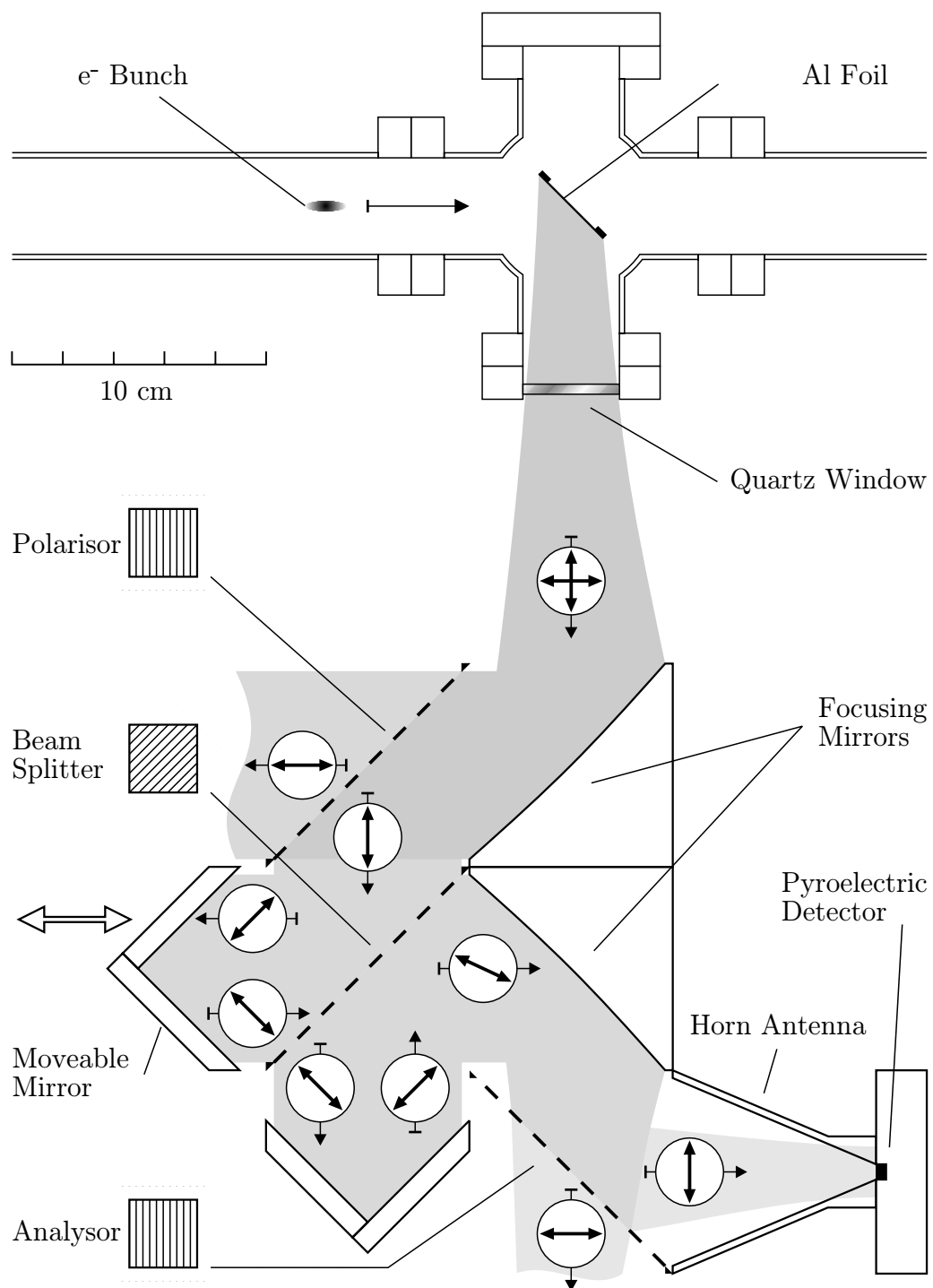
Die Einsatzmöglichkeit eines Michelson–Interferometers mit einem dielektrischen Strahlteiler ist bei mm–Wellen durch die Interferenzeffekte im Substrat des Strahlteilers sehr eingeschränkt. Transmission und Reflexion weichen dann stark vom optimalen Wert von 50% ab. Dieses Verhalten kann vermieden werden, wenn als Strahlteiler Gitter parallel

gespannter Metalldrähte verwendet werden. Ist die Wellenlänge des einfallenden Lichts wesentlich größer als die Gitterkonstante, wird dieses Licht im Idealfall jeweils zu 50% reflektiert und transmittiert, dabei allerdings auch in seine Polarisationskomponenten parallel und senkrecht zur Richtung der Drähte aufgespalten. Mit einem solchen Strahlteiler kann in einem Interferometer durch die Laufzeitdifferenz zunächst keine Intensitätsmodulation auftreten, da die Teilstrahlen der beiden Interferometerarme mit senkrecht aufeinander stehenden Polarisationsrichtungen nicht interferieren. Abhängig von der Wellenlänge ändert sich hingegen durch die Weglängendifferenz die Polarisationsrichtung der rekombinierten Strahlung. Durch eine geeignete Anordnung mit einem Analysator und einem Polarisator kann diese Änderung in eine Intensitätsmodulation umgewandelt und mit einem Detektor gemessen werden.

Ein solches Polarisations-Interferometer wurde zuerst von Martin und Puplett [97] entwickelt und wird deshalb als *Martin-Puplett-Interferometer* (MPI) bezeichnet. Die Funktionsweise ist in Abb. 4.5 dargestellt. Das aus allen Polarisationsrichtungen zusammengesetzte Licht der Strahlungsquelle wird nach dem Eintritt in das MPI durch den Polarisator mit senkrecht stehenden Drähten in einen horizontal und einen vertikal polarisierten Teil aufgespalten. Die in Drahrichtung polarisierte Komponente wird reflektiert und erreicht den Strahlteiler, dessen Drähte unter  $45^\circ$  orientiert sind. Dort wird das Licht in zwei diagonal polarisierte Teile getrennt. Die Spiegel an den Enden der beiden Interferometerarme werden als *roof mirrors* bezeichnet. Sie kippen die Polarisationsrichtung um ihre Scheitelachse, so daß diese Richtung sich bei diagonalen Polarisation um  $90^\circ$  ändert. Das zuvor am Strahlteiler reflektierte Licht wird daher nun transmittiert und umgekehrt das vorher transmittierte nun reflektiert. Sind beide Interferometerarme auf den gleichen Abstand eingestellt, ist die Polarisation hinter dem Strahlteiler senkrecht. Das Licht wird danach vollständig vom Analysator mit ebenfalls senkrecht stehenden Drähten reflektiert und erreicht den Detektor. Bei einem Gangunterschied von der halben Wellenlänge setzt sich das Licht hinter dem Strahlteiler zu horizontal polarisiertem zusammen, das den Analysator ungehindert passiert und nicht in den Detektor gelangt. Elliptische Polarisationszustände und entsprechende Anteile der Intensität im Detektor ergeben sich bei anderen Weglängendifferenzen. Die Transmission einer monochromatischen Lichtwelle bei der Laufzeitdifferenz  $\tau$  im Interferometer ist daher

$$S_{\text{MPI}}(\omega) = \frac{1}{4} [1 + \cos(\omega\tau)] , \quad (4.8)$$

wenn die Lichtquelle unpolarisiert ist oder wie die radial polarisierte Übergangsstrahlung alle Richtungen gleichermaßen enthält. Ist das von der Strahlungsquelle emittierte Licht schon senkrecht polarisiert, kann in der Nullstellung des Interferometers sogar die gesamte Intensität den Detektor erreichen. Die vom Analysator durchgelassene Intensität wird beim Verfahren des Interferometerarms gerade entgegengesetzt moduliert. Wird dort ein zweiter Detektor plziert, dann ist die von beiden insgesamt gemessene Intensität konstant, während das Differenzsignal beider Detektoren die doppelte Amplitude in der Mo-



**Abb. 4.5:** Aufbau des Meßplatzes vor dem Hauptbeschleuniger mit dem Martin-Puplett-Interferometer. Die Ausbreitungsrichtung der Strahlung und ihre Polarisationskomponenten sind an verschiedenen Positionen des Strahlenganges im Interferometer durch die Pfeile außerhalb und innerhalb der weiß gefüllten Kreise markiert. Für die weitere Beschreibung siehe Text.

dulation aufweist. Dadurch kann das Signal– zu Rauschverhältnis verdoppelt werden und Änderungen des Untergrundes während einer Messung können sich nicht auswirken. Weiterhin ist es damit möglich, recht einfach eine Vergleichsmessung zwischen zwei verschiedenen Detektoren durchzuführen.

#### 4.4.1 Drahtgitterpolarisatoren

Der Spektralbereich, in dem das MPI eingesetzt werden kann, hängt neben der Qualität und Größe der verwendeten optischen Elemente entscheidend davon ab, wie gut die Drahtgitter die einfallende Strahlung in ihre Polarisationskomponenten aufspalten. Ist die Wellenlänge der Strahlung groß gegen den Abstand der Metalldrähte, kann die reflektierte Welle in der Drahtebene nur für die Polarisationsrichtung erzeugt werden, die mit der Orientierung der Drähte übereinstimmt. Die dazu senkrecht stehende Polarisationsrichtung wird durch das Gitter ungehindert transmittiert. Dieses Reflexions– bzw. Transmissionsvermögen von 100% nimmt ab und die jeweils 'verbotene' Polarisationskomponente wird zunehmend beigemischt, wenn sich die Wellenlänge der durch die Bragg–Bedingung gegebenen kritischen Wellenlänge  $\lambda_c = 2\pi/k_c$  nähert, ab der durch Beugung am Gitter höhere Beugungsordnungen auftreten. Reflexion und Transmission der beiden Polarisationsrichtungen werden dann komplizierte Funktionen der Strahlungsfrequenz [98].

Die kritische Wellenzahl  $k_c$  hängt nicht nur vom Gitterabstand  $d$ , sondern auch von der Orientierung der Drähte relativ zum Wellenvektor des einfallenden Lichts ab. Bei den hier verwendeten Gitterpolarisatoren steht die Ebene, in der die Drähte liegen, unter  $45^\circ$  zum Strahlengang. Die Drähte des Strahlteilers sollen außerdem so orientiert sein, das sie das Licht diagonal polarisieren. Die allgemeine Konfiguration ist in Abb. 4.6 dargestellt. Der einfallende Wellenvektor  $\mathbf{k}$  steht senkrecht zur Ebene von  $x$ – und  $z$ –Achse. Zu dieser Ebene nimmt die Ebene der Drähte den Winkel  $\varphi$  ein. Die Winkel, den die Drähte zur  $z$ –Achse einnehmen, sind  $\vartheta$  in der Drahtebene und  $\beta$  in der Projektion auf die Ebene von  $x$ – und  $z$ –Achse. Diese drei Winkel sind durch  $\cos \varphi \tan \vartheta = \tan \beta$  miteinander verknüpft. Die Orientierung des Strahlteilergitters mit  $\varphi = 45^\circ$  und  $\beta = 45^\circ$  muß daher  $54.7^\circ$  betragen.

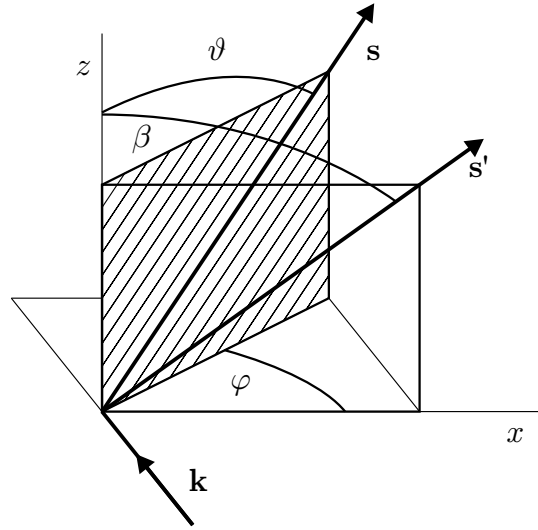
Für die Bragg–Bedingung ist nur der Teil  $\kappa$  des einfallenden Wellenvektors  $\mathbf{k}$  relevant, der in der Ebene liegt, die senkrecht zur Drahtrichtung  $\mathbf{s}$  ist [99]. Der Betrag dieser Komponente ist durch

$$\kappa = k \frac{\cos \varphi}{\sqrt{1 - \cos^2 \beta \sin^2 \varphi}} \quad (4.9)$$

gegeben. Bei senkrechtem Einfall des Lichts auf das Gitter beträgt die kritische Wellenzahl für die erste Beugungsordnung  $k_0 = 2\pi/a$  mit dem Gitterabstand  $a$ . Bei schrägem Einfall lautet die Bragg–Bedingung für die projizierte Komponente  $\kappa$  dann

$$\kappa_c = |k_d + nk_0|, \quad (4.10)$$





**Abb. 4.6:** Geometrie der Polarisationsgitter. Der Wellenvektor des einfallenden Lichtes  $\mathbf{k}$  steht senkrecht zur  $(x, z)$ -Ebene. Der Polarisator ist um den Winkel  $\varphi$  zu dieser Ebene gedreht. Der Einheitsvektor  $\mathbf{s}$  der Drahttrichtung nimmt zur  $z$ -Achse den Winkel  $\vartheta$  und in der Projektion auf die  $(x, z)$ -Ebene als  $\mathbf{s}'$  den Winkel  $\beta$  ein.

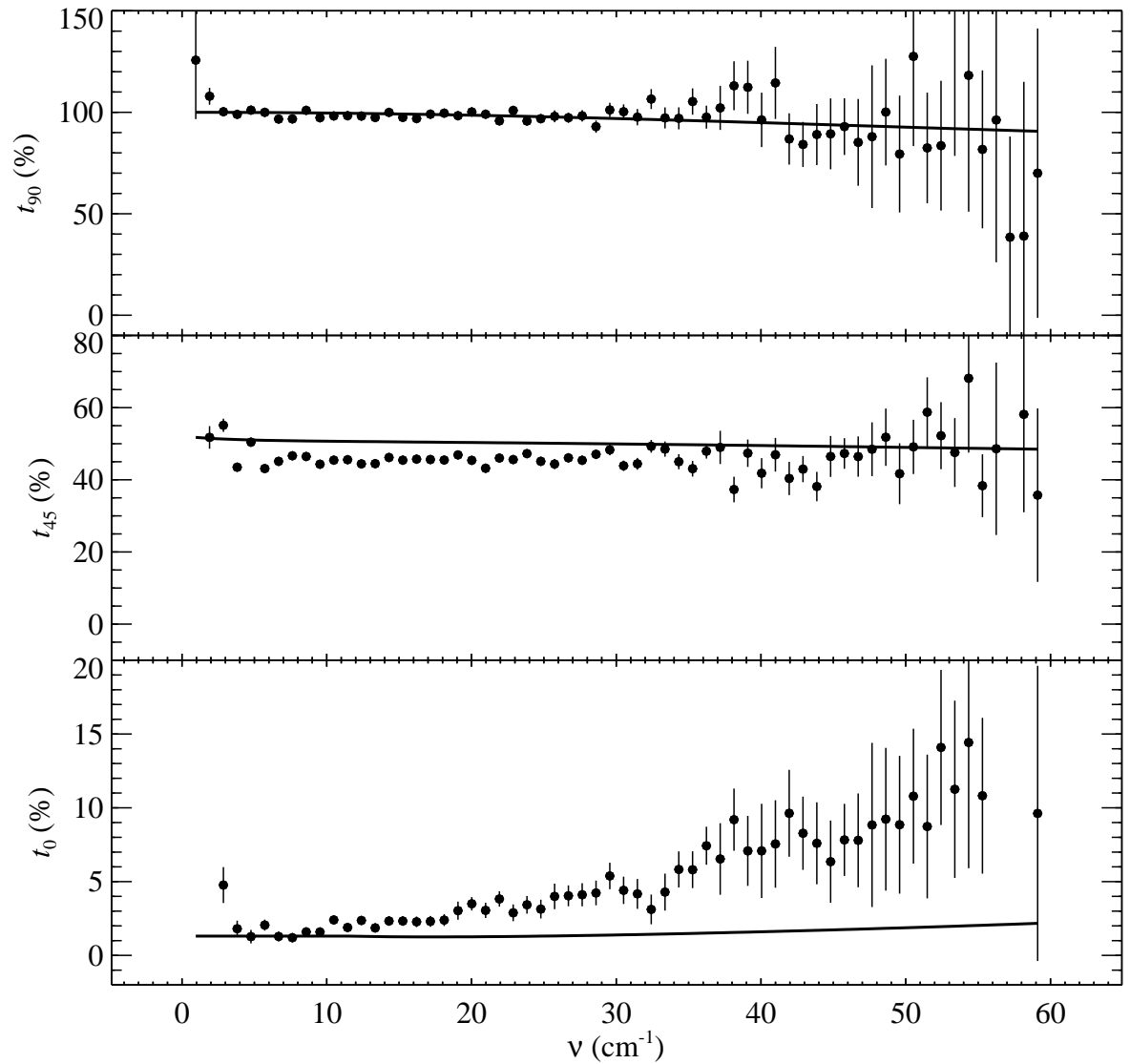
wobei  $k_d = \kappa \sin \varphi \cos \beta$  den in der Ebene der Drähte liegenden Anteil von  $\kappa$  bezeichnet. Die erste Beugungsordnung  $n = 1$  tritt für

$$\frac{\kappa_c}{k_0} = \frac{1}{1 + \sin \varphi \cos \beta} \quad \text{bzw.} \quad \frac{k_c}{k_0} = \frac{1}{\cos \varphi} \sqrt{\frac{1 - \cos \beta \sin \varphi}{1 + \cos \beta \sin \varphi}} \quad (4.11)$$

auf, wenn nach Gl. (4.9) aus  $\kappa$  wieder der originale Wellenvektor  $k$  gebildet wird. Bei unter  $\varphi = 45^\circ$  im Strahlengang stehenden Polarisatoren (siehe Abb. 4.6) wird die kritische Wellenzahl gegenüber der von senkrechtem Einfall bei horizontalen Drähten mit  $\beta = 90^\circ$  um den Faktor 1.4 vergrößert, bei  $\beta = 45^\circ$  um den Faktor 0.82 und bei  $\beta = 0^\circ$  sogar um 0.59 verkleinert [99].

Die optimale Konfiguration für ein MPI, das bei festgelegtem Abstand der Drähte einen möglichst großen Spektralbereich abdeckt, besitzt einen Strahlteiler mit horizontal verlaufenden Drähten und hat die restlichen Komponenten Polarisator, Analysator und *roof mirrors* entsprechend um  $45^\circ$  gedreht.

Bei dem hier konstruierten MPI wurden für den Polarisator und den Analysator Gitter mit vertikal verlaufenden Drähten sowie für den Strahlteiler solche mit unter  $55^\circ$  zur Senkrechten stehenden Drähten hergestellt. Diese Orientierung wurde durch den in Abb. 4.5 dargestellten modularen Aufbau des MPI vorgegeben, bei dem die Breite der optischen Elemente von 8 cm möglichst vollständig für den Durchlaß der Strahlung zur Verfügung stehen sollte. Bei horizontal verlaufenden Drähten wäre die mechanische Stabilität des Gitterrahmens nicht gewährleistet. Der Gitterabstand beträgt  $40 \mu\text{m}$  bei einer Dicke der



**Abb. 4.7:** Transmission der Polarisationsgitter senkrecht, unter 45° und parallel zur Polarisationsrichtung des Lichts (von oben nach unten). Als Punkte dargestellt sind die Meßwerte und durchgezogen die jeweils nach der Theorie berechneten Kurven.

goldbeschichteten Wolframdrähte von  $20\text{ }\mu\text{m}$ . Die kritische Wellenzahl bei senkrechtem Einfall ist  $250\text{ cm}^{-1}$  und liegt damit weit genug oberhalb des für die Pulslängenmessungen benötigten Spektralbereichs bis ca.  $30\text{ cm}^{-1}$ , so daß die Verminderung der kritischen Frequenz durch die gewählte senkrechte Orientierung von Polarisator- und Analysatorgitter auf  $150\text{ cm}^{-1}$  toleriert werden kann.

Die Herstellung dieser Gitter auf einer Drahtwickelmaschine, die für die Anfertigung von Driftdrahtkammern von Spektrometern mit einem wesentlich größeren Drahtabstand

konzipiert ist, führte zu einer sichtbaren inhomogenen Verteilung der einzelnen Drahtabstände. In Zusammenarbeit mit der THz-Spektroskopie-Gruppe des IAP der Universität Hamburg konnten die Transmissionen dieser Drahtgitter im Spektralbereich von  $4\text{ cm}^{-1}$  bis  $60\text{ cm}^{-1}$  gemessen werden. Diese Messung wurde an einem in Kap. 6 beschriebenen Experimentierplatz durchgeführt, der aus einem THz-Emitter mit horizontaler Polarisationsrichtung und einem ebenfalls nur auf die horizontale Polarisation empfindlichen elektro-optischen Sensor aufgebaut ist. In Abb. 4.7 sind die Transmissionskoeffizienten der elektrischen Feldstärke der Gitter mit dem Winkel von  $90^\circ$ ,  $45^\circ$  und  $0^\circ$  zwischen den Drähten und der Polarisationsrichtung der THz-Strahlung gezeigt. Die nach [98] berechneten theoretischen Kurven für diese Anordnung stimmen bis auf die unter  $0^\circ$  gut mit den Messungen überein. Die kleine Abweichung bei  $45^\circ$  lässt sich mit einer Drehung des THz-Emitters von wenigen Grad aus der Horizontalen erklären. Der zu steile Anstieg der Transmission bei  $0^\circ$  kann ebenfalls die Folge einer kleinen Beimischung vertikaler Polarisation sein. Für die transmittierte Intensität ist diese Abweichung mit weniger als 1% aber zu vernachlässigen.

#### 4.4.2 Spektrometer-Effizienz

Das MPI kann in einem Spektralbereich eingesetzt werden, der für die großen Wellenlängen durch den Durchmesser der verwendeten optischen Komponenten und zu kurzen Wellenlängen hin durch den Drahtabstand der Polarisatoren begrenzt ist. Mit dem im Anh. A.3 erläuterten Matrixformalismus [100] kann die Transmission einer polarisierten Lichtwelle durch das in Abb. 4.5 gezeigte MPI durch die Matrix

$$\mathbf{S}_{\text{MPI}} = \tilde{\mathbf{V}}_R [\mathbf{N}_R \mathbf{R}_V \mathbf{P}_T + e^{ikd} \mathbf{P}_T \mathbf{R}_V \mathbf{P}_R] \tilde{\mathbf{V}}_R \quad (4.12)$$

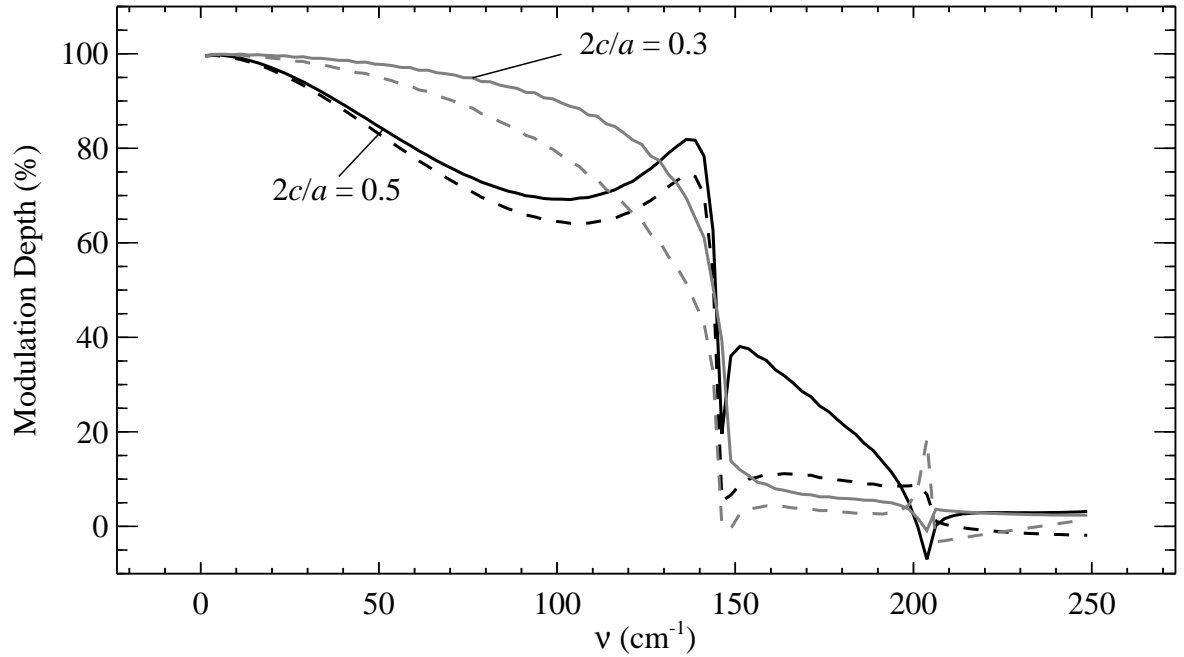
beschrieben werden. Polarisator und Analysator  $\tilde{\mathbf{V}}_R$  sind senkrecht orientiert und werden in Reflexionsrichtung eingesetzt. Die beiden *roof mirrors*  $\mathbf{R}_V$  stehen mit ihrer Scheitelachse ebenfalls senkrecht und der je nach durchlaufener Richtung mit  $\mathbf{P}_{R,T}$  und  $\mathbf{N}_R$  bezeichnete Strahlteiler teilt das Licht in zwei diagonal polarisierte Komponenten auf. Da dieser eine andere kritische Frequenz als der Polarisator und der Analysator hat, werden die Größen, die sich auf die letztgenannten beziehen, mit einer Tilde gekennzeichnet. Der Faktor  $e^{ikd}$  steht für den Weglängenunterschied  $d$ .

Aus der Spur von  $\mathbf{S}_{\text{MPI}}^\dagger \mathbf{S}_{\text{MPI}}$  erhält man die Transmission für das radial polarisierte Feld der Übergangsstrahlung zu

$$S_{\text{MPI}}(d) = \frac{A+B}{2} + \frac{A-B}{2} \cos kd \quad (4.13)$$

mit

$$\begin{aligned} A &= \frac{1}{2} \left[ \tilde{R}_\perp \tilde{R}_\perp + \tilde{R}_\parallel \tilde{R}_\parallel \right] |r_\perp t_\parallel + r_\parallel t_\perp|^2 \\ B &= \frac{1}{2} \left[ \tilde{R}_\perp \tilde{R}_\parallel + \tilde{R}_\parallel \tilde{R}_\perp \right] |r_\perp t_\parallel - r_\parallel t_\perp|^2. \end{aligned} \quad (4.14)$$



**Abb. 4.8:** Modulationstiefe des Martin–Puplett–Interferometers bei einem Gitterabstand von  $a = 40 \mu\text{m}$  für die Drahtradien  $c = 6 \mu\text{m}$  als graue und  $c = 10 \mu\text{m}$  als schwarze Kurven. Durchgezogen ist jeweils dargestellt der Ausgang nach dem Analysator in Reflexionsrichtung mit maximaler Intensität in Nullstellung des Spektrometers, gestrichelt der Ausgang hinter dem Analysator in Durchgangsrichtung.

Die Größen  $R_{\perp,\parallel}$  und  $T_{\perp,\parallel}$  sind die Betragsquadrate der auf die Felder bezogenen Reflexions- und Transmissionskoeffizienten  $r_{\perp,\parallel}$  und  $t_{\perp,\parallel}$ . Setzt man dafür die Grenzwerte bei  $k = 0$  ein, so folgt wieder Gl. (4.8).

Mit der in [98] beschriebenen Theorie der Streuung elektromagnetischer Felder an Gittern aus Drähten mit rundem Querschnitt können die Reflexions- und Transmissionskoeffizienten in Abhängigkeit von der Wellenlänge exakt berechnet werden, um damit die Spektrometertransmission  $S_{\text{MPI}}$  zu bestimmen. In Abb. 4.8 ist die Modulationstiefe eines MPI, also die Differenz zwischen den Maxima und Minima der Transmission, für einen Drahtabstand von  $40 \mu\text{m}$  bei zwei verschiedenen Drahtdicken gezeigt. Die Modulationstiefe ist normiert auf die maximale Intensität, die bei einem Interferometer mit idealem Strahlteiler von 50% durchgelassen wird. Bei idealen Polarisatoren wird sie zu 1, d.h. die Intensität am Detektor schwankt zwischen 0 und dem Maximalwert 1 bei senkrecht polarisiert einfallendem Licht. Das für eine große Modulationstiefe optimale Verhältnis zwischen Drahtdurchmesser und -abstand beträgt 0.3.

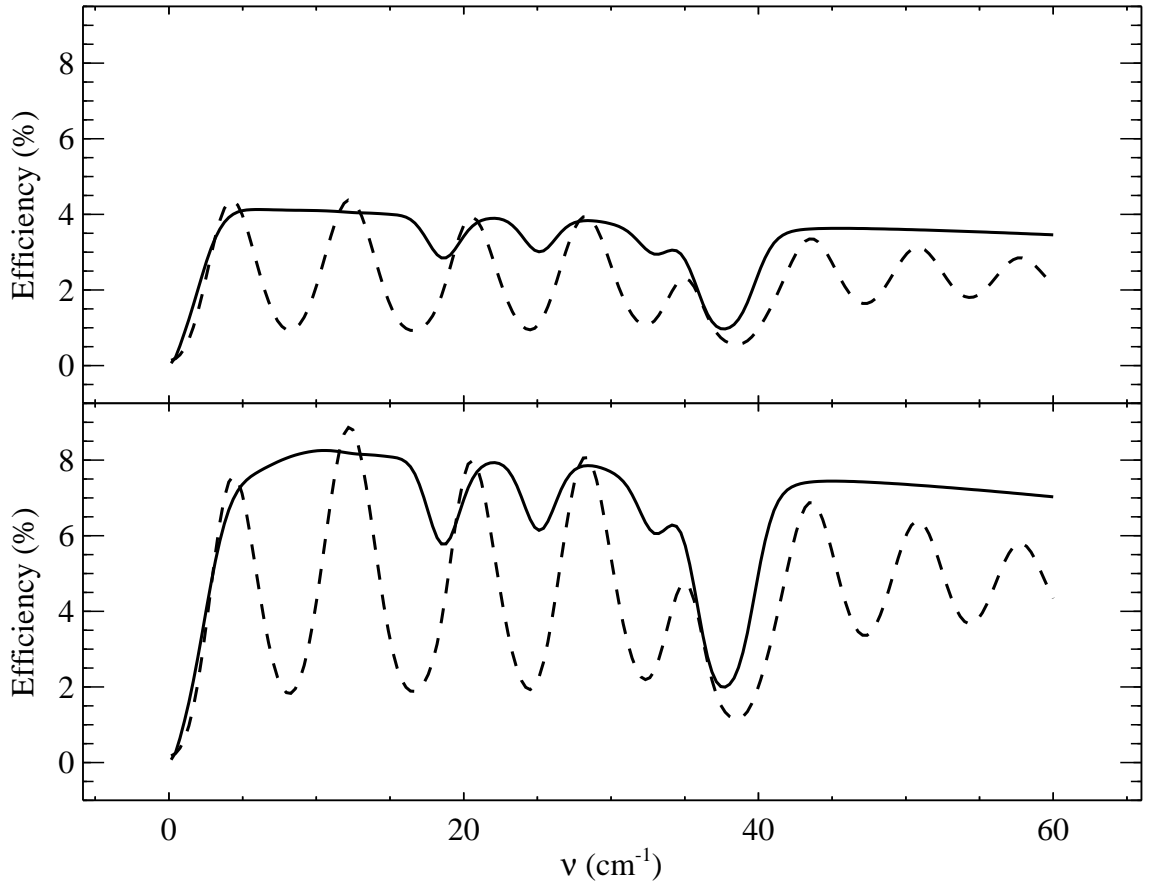
Bei dem im Rahmen dieser Arbeit konstruierten MPI wurde für die Eigenschaften der Drahtgitter die in [101] vorgestellte Theorie zugrundegelegt, die sich auf Polarisations-

gitter bezieht, die auf ein Substrat aufgedampft werden. Daher wurde das sich dort ergebende optimale Verhältnis von 0.5 für Drahtdurchmesser zu -abstand gewählt. Dieser Unterschied im optimalen Verhältnis ist durch die verschiedenen Querschnittsformen der Drähte bzw. aufgedampften dünnen Metallstreifen begründet. In dem für die Pulslängenmessung wichtigen Spektralbereich bis  $30\text{ cm}^{-1}$  wirkt sich dieser Unterschied aber nur mit bis zu 5% auf die Modulationstiefe aus.

Bei der Entscheidung über die Größe der verwendeten optischen Elemente mußte ein Kompromiss gefunden werden zwischen der Anforderung, ein möglichst kompaktes Interferometer für den Einsatz am S-DALINAC zu konstruieren, und andererseits die Raumwinkelakzeptanz des MPI und damit die Aperturen dieser Elemente hinreichend groß zu wählen, damit die Abschneidewellenzahl für die langwelligen Spektralkomponenten der kohärenten Übergangsstrahlung eine hinreichend genaue Bestimmung des Formfaktors der Ladungsverteilung noch gestattet. Die erste Anforderung wurde erfüllt, indem in Anlehnung an das Konzept der in der mm-Wellen-Optik gebräuchlichen *half cubes* [100] ein modularer Aufbau gewählt wurde, bei dem alle optischen Komponenten die gleiche quadratische Grundfläche der Länge  $2r_{\text{op}}$  einnehmen und damit die Apertur dieser Komponente den Radius  $r_{\text{op}}$  hat. Der einfallende Strahl wird entweder durchgelassen oder um  $90^\circ$  abgelenkt. Diese Elemente werden dann auf eine Platte mit einem vorgegebenen Lochraster montiert, so daß eine spezielle Justage dieser Elemente nicht erfolgen muß. Stattdessen wird der Aufbau als Ganzes in die richtige Position zur Strahlungsquelle gebracht. In die Richtung des Elektronenstrahls in Abb. 4.5 wird dazu ein Laserstrahl positioniert, der an dem aus aluminiumbedampfter Kapton-Folie bestehenden Target für die Übergangsstrahlung reflektiert wird und so die Richtung vorgibt, in die sich die Übergangsstrahlung ausbreitet. Die Grundplatte wird so justiert, daß der erste Paraboloid des Interferometers auf den Laserstrahl zentriert ist und sein Brennpunkt an der Position des Targets liegt. Der vom Paraboloid reflektierte Strahl muß nun noch den Polarisator in der Mitte treffen, dann ist die Position des Interferometers eindeutig festgelegt.

Die optimale Größe für die optischen Elemente ergibt sich aus der folgenden Überlegung. Aus der Zahl der für den Interferometeraufbau notwendigen Elemente zwischen dem kollimierenden Paraboloiden am Eintritt und dem auf den Detektor fokussierenden am Ausgang des MPI folgt eine Weglänge im MPI von  $L_{\text{MPI}} = 11 r_{\text{op}}$ . Innerhalb des Interferometers wird eine möglichst große Strahltaile bevorzugt, damit die Phasenflächen bei einer möglichst großen Wegdifferenz der Spektrometerarme sich noch gut überlappen. Der ganze Aufbau von Target bis zum Detektor sollte die Strahlungsquelle mit einer  $4f$ -Anordnung abbilden. Daraus folgt für die Brennweite der Paraboloiden  $f = L_{\text{MPI}}/2 = 5.5 r_{\text{op}}$ . Damit ist auch schon die maximale Raumwinkelakzeptanz zu  $\theta_{\text{op}} = 180\text{ mrad}$  festgelegt.

Durch den Strahlrohrquerschnitt des S-DALINAC von 38mm und die geometrischen Randbedingungen am Einbauort hat das Target für die Erzeugung der kohärenten Übergangsstrahlung eine Größe von 38 mm Durchmesser. Gemäß Gl. (3.37) ist es ausreichend, wenn die Größe der kollimierenden Optik ungefähr der Targetgröße entspricht. Der Aper-



**Abb. 4.9:** Effizienz des Meßanordnung mit dem Martin-Puplett-Interferometer für eine Elektronenenergie von 7.5 MeV im oberen und 30 MeV im unteren Teilbild. Die durchgezogene Kurve gibt den Anteil der Leistung der Übergangsstrahlung wieder, der das Spektrometer passieren kann, während die unterbrochene Kurve den Anteil darstellt, der einschließlich der Spektrometereffizienz von dem verwendeten pyroelektrischen Detektor nachgewiesen werden kann. Für beide Kurven wurde eine spektrale Auflösung von  $1 \text{ cm}^{-1}$  angenommen.

turradius der optischen Elemente  $r_{\text{op}}$  wird daher durch den kleinstmöglichen Abstand des ersten Paraboloiden vom Target bestimmt. An den geplanten Einbauorten im Beschleuniger konnte ein Abstand von 22 cm nicht unterschritten werden, woraus sich für die optischen Elemente eine Seitenlänge von 8 cm ergibt. Mit diesen Spezifikationen konnte die schon in Kap. 3.3 berechnete Abschneidewellenzahl von  $2 \text{ cm}^{-1}$ , die zur Bestimmung der erwarteten Pulslängen ausreichend ist, für das MPI realisiert werden. Die verwendeten Gleichstrommotoren erlauben eine Schrittweite für die Weglängendifferenz von  $3 \mu\text{m}$  bei einem maximalen Fahrweg von 4 cm. Damit liegt die durch den mechanischen Aufbau vorgegebene obere Grenze für ein zu messendes Spektrum bei  $1500 \text{ cm}^{-1}$  oder 45 THz bei einer maximalen Auflösung von  $0.125 \text{ cm}^{-1}$  bzw. 3.75 GHz.

In Abb. 4.9 ist die Effizienz des gesamten Aufbaus dargestellt. Dabei wurde die Transmission mit einer Multimoden-Analyse des Meßaufbaus unter Einbeziehung des Vakuumfensters aus kristallinem Quarz und der Absorption durch Wasserdampf berechnet. Die durchgezogene Kurve stellt die Effizienz unmittelbar hinter dem zweiten Paraboloiden dar. Die herabgesetzte Effizienz bei  $18\text{ cm}^{-1}$ ,  $25\text{ cm}^{-1}$  und  $37\text{ cm}^{-1}$  ist auf die Wasserdampfabsorption zurückzuführen. Die unterbrochene Kurve zeigt die gesamte für die Auswertung im nächsten Kapitel verwendete Effizienz, für deren Berechnung zusätzlich noch die Empfindlichkeit des pyroelektrischen Detektors berücksichtigt wurde. Dessen großer Einfluß auf das Frequenzverhalten des gesamten Aufbaus durch Interferenzeffekte im Detektorkristall wird im nächsten Abschnitt ausführlich behandelt.

## 4.5 Detektoren

Geeignete Detektoren für die Spektroskopie mit einem Interferometer sollten möglichst die gleiche Empfindlichkeit in einem großen Spektralbereich aufweisen. Im für die Bunchlängenmessung interessanten Bereich der mm- und Sub-mm-Wellen sind das in erster Linie Detektoren, die auf einem thermischen Effekt zum Nachweis der Strahlung beruhen. Dabei wird durch Absorption der einfallenden elektromagnetischen Strahlung die Temperatur im Detektor verändert. Abhängig von der Bauform des Detektors wird diese Temperaturänderung dann in ein elektrisches Signal umgewandelt. Infrarot-Photodioden haben aufgrund des jeweils verwendeten Halbleitermaterials eine spektrale Empfindlichkeit, die deutlich von der Wellenlänge abhängt. Vor allem stehen entsprechende Detektoren nur für Wellenlängen bis ca.  $200\text{ }\mu\text{m}$  zur Verfügung, so daß sie zum breitbandigen Nachweis von mm-Wellen im allgemeinen nicht in Frage kommen.

Bei der Wahl des geeigneten Detektors müssen weitere Parameter berücksichtigt werden. RF-Beschleuniger haben in der Regel eine makroskopische Zeitstruktur in der Größenordnung von  $\mu\text{s}$  bis einige ms wie beim S-DALINAC. Für das Experiment ist es hilfreich, wenn der verwendete Detektor diese Zeitstruktur auflösen kann, da dann die gemessenen Signale besser zugeordnet werden können. Weiterhin ist die auf den Detektor gerichtete Strahlung im allgemeinen fokussiert. Daher sollte die aktive Fläche des Detektors hinreichend groß sein, um bei zunehmender Wellenlänge der Strahlung nicht übermäßig viel Strahlungsleistung zu verlieren. Photoakustische Detektoren haben eine sehr große aktive Fläche von einigen cm Durchmesser, sind aber vergleichsweise langsam mit Grenzfrequenzen von einigen 10 Hz. Pyroelektrische Elemente sind mit Durchmessern bis zu 1 cm erhältlich und erreichen abhängig von der Verstärkerschaltung Grenzfrequenzen bis in den MHz-Bereich, reagieren dafür aber nur auf Änderungen der auftreffenden Strahlungsintensität. Mit flüssigem Helium gekühlte Bolometer wie Si- oder InSb-Detektoren haben zwar eine sehr gute Empfindlichkeit noch weit in das Gebiet der mm-Wellen hinein, aber auch den Nachteil, daß sie in einem Kryostaten gehalten werden müssen.

Im folgenden werden die beiden hier verwendeten Typen thermischer Detektoren, der photoakustische und der pyroelektrische, behandelt. Besonders wird auf die Effizienz beider Detektoren aufgrund ihrer Bedeutung für die Auswertung der Pulslängenmessungen eingegangen.

#### 4.5.1 Photoakustischer Detektor

Ein photoakustischer Detektor ist eine Fortentwicklung der Golay-Zelle [102]. Eine solche Zelle enthält eine elektromagnetische Strahlung breitbandig absorbierende Folie, die sich erwärmt und dadurch einen Druckanstieg des in der Zelle enthaltenen Gases herbeiführt. In der ursprünglichen Bauform wird diese Druckänderung interferometrisch über eine die Zelle abschließende Membran nachgewiesen. Je nach Transmission des verwendeten Eintrittsfensters kann der gesamte Infrarot- und mm-Wellenbereich abgedeckt werden.

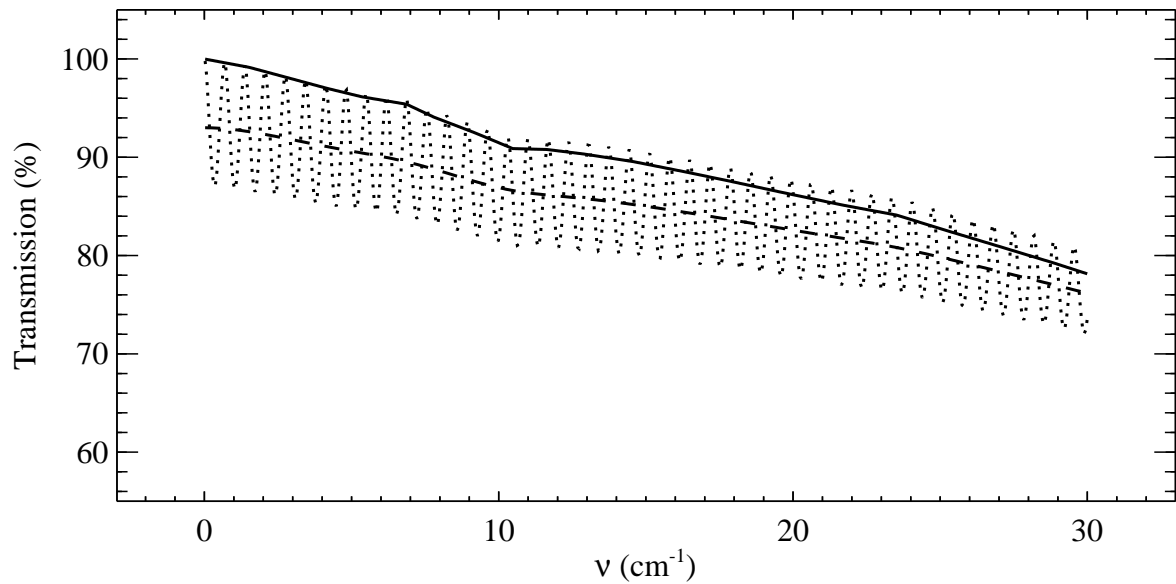
Der hier verwendete photoakustische Detektor wurde während einer Zusammenarbeit mit DESY, Hamburg, für Pulslängenmessungen am S-DALINAC zur Verfügung gestellt [103]. Bei diesem Detektor (TK TeraHertz Absolute Power/Energy Meter Head, Thomas Keating Ltd.) [104] erfolgt die Messung des Drucks in der Zelle über einen Drucksensor. Die sensitive Fläche des Detektors hat mehr als 30 mm Durchmesser, so daß für die Messung die THz-Strahlung direkt auf den Detektor fokussiert wird und keine Horn-Antenne erforderlich ist. Die interne Empfindlichkeit  $r_{\text{in}}$  des Detektors kann über einen Ohmschen Widerstand  $R_f$  in der Folie durch eine angelegte Spannung  $V_0$  und das Ausgangssignal des Detektors  $V_{\text{out}}$  mit

$$r_{\text{in}} = V_{\text{out}} R_f / V_0^2 \quad (4.15)$$

kalibriert werden. Für die externe Empfindlichkeit  $r_{\text{ex}}$  ist zusätzlich noch die Absorptivität der Folie, die mit  $49\% \pm 2\%$  angegeben wird, und die in Abb. 4.10 dargestellte Transmission durch das TPX-Eintrittsfenster zu berücksichtigen. Der zu bevorzugende Eintritt der Strahlung in den Detektor unter dem Brewster-Winkel von  $53^\circ$  und horizontaler Polarisation konnte aus geometrischen Gründen im Experiment nicht realisiert werden. Die bei senkrechtem Einfall auftretenden Interferenzen modulieren die Transmission zwischen  $85\%$  und  $100\%$  auf einem Intervall von  $0.6 \text{ cm}^{-1}$ , das bei den Messungen nicht aufgelöst wurde, so daß von einer mittleren Transmission von  $90\%$  im Spektralbereich von 0 bis  $10 \text{ cm}^{-1}$  ausgegangen werden kann.

Der Frequenzgang des Detektors wurde mit einer Kohlefadenlampe als Lichtquelle, einem Chopper und einem Lock-In Verstärker gemessen und als Grenzfrequenz  $50 \text{ Hz}$  bestimmt. Da die Makrostruktur des Elektronenstrahls im FEL-Betriebsmodus üblicherweise durch  $4 \text{ ms}$  lange Pulse mit einer Wiederholfrequenz von  $31 \text{ Hz}$  gebildet wird und damit bereits im Bereich abnehmender Empfindlichkeit liegt, wurde die Kalibrierung des photoakustischen Detektors mit Spannungspulsen dieser Zeitstruktur durchgeführt. Die Messung der



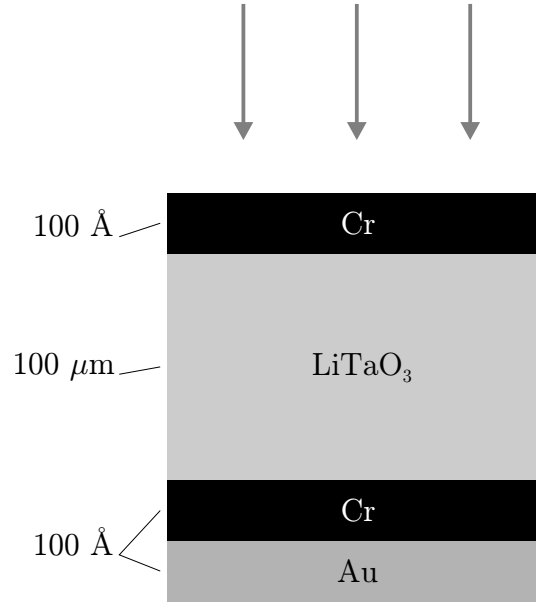


**Abb. 4.10:** Transmission des TPX-Eintrittsfensters des photoakustischen Detektors. Aus der vom Hersteller angegebenen Transmission unter dem Brewster-Winkel (durchgezogen) [104] wurde die Transmission bei senkrechtem Einfall (gepunktet) und mit einer Auflösung von  $1 \text{ cm}^{-1}$  geglättet (gestrichelt) berechnet.

Ausgangsspannung erfolgte dabei mit demselben Meßaufbau wie bei den darauffolgenden Pulslängenmessungen. Durch den Folienwiderstand von  $180 \Omega$  wurden verschiedene Leistungswerte zwischen  $0.5 \text{ mW}$  und  $5 \text{ mW}$  in den Detektor gegeben, die in der Größenordnung der vom Beschleuniger zu erwartenden Leistung der Millimeterwellen liegt. Die interne und externe Empfindlichkeit konnte zu  $r_{\text{in}} = 106 \text{ mV/W}$  und  $r_{\text{ex}} = 53 \text{ mV/W}$  bestimmt werden.

### 4.5.2 Pyroelektrischer Detektor

Diese thermischen Detektoren zeichnen sich durch eine hohe Empfindlichkeit aus, die über weite Teile des elektromagnetischen Spektrums vom Ultraviolett bis ins ferne Infrarot annähernd konstant ist. Kernstück eines solchen in Abb. 4.11 schematisch dargestellten Detektors ist ein Kristall mit einer statischen elektrischen Polarisierung. Die Temperaturerhöhung durch Absorption der einfallenden Strahlung im Kristall führt zu einer Änderung seiner Gitterkonstante und damit seiner Polarisierung. Das so entstandene elektrische Feld kann durch elektrische Kontakte an beiden Kristallseiten einen Strom hervorrufen, der solange fließt, bis das elektrische Feld wieder ausgeglichen ist. Dadurch können mit einem solchen Detektor nur Temperaturänderungen gemessen werden, was bei einer durch den Elektronenstrahl ohnehin gepulsten Strahlungsquelle zu keinem Nachteil führt. Je



**Abb. 4.11:** Schematischer Aufbau eines pyroelektrischen Detektorelements (P1-45). Die Richtung des einfallenden Lichts ist durch Pfeile gekennzeichnet. Die elektrischen Kontakte an den äußeren Metallschichten sind nicht eingezeichnet.

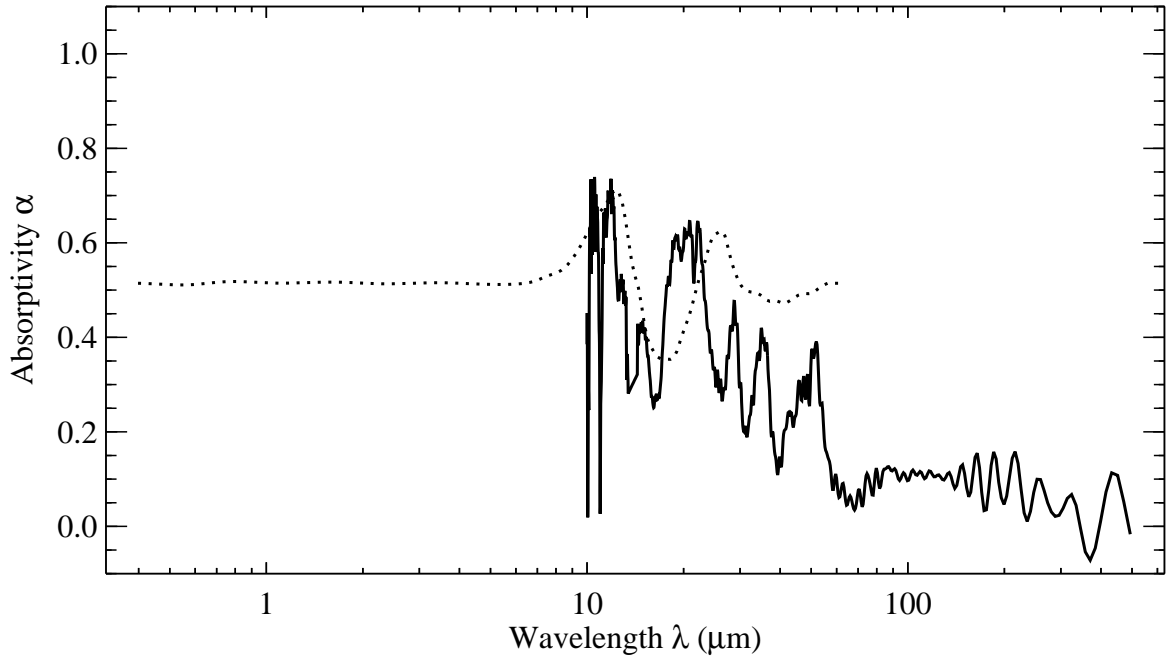
nach Größe der Detektorfläche können Zeitkonstanten bis unterhalb einer Nanosekunde realisiert werden.

Für die Experimente am S-DALINAC wurden die pyroelektrischen Detektoren P1-45 und P1-19 (Molelectron Detector, Inc.) [105] verwendet, die einen Durchmesser der aktiven Fläche von 5 bzw. 9 mm haben. Mit einer thermischen Grenzfrequenz von unter 1 Hz und einer oberen Grenzfrequenz im kHz-Bereich durch den Lastwiderstand von  $10^9 \Omega$  haben beide Detektoren im Frequenzbereich der Makrostruktur des Beschleunigers einen konstanten Frequenzverlauf. Auf eine schwarze Beschichtung der Detektoren wurde verzichtet, da dies zwar eine größere und gleichmäßigere spektrale Empfindlichkeit, aber auch eine obere Grenzfrequenz von ca. 100 Hz zur Folge gehabt hätte. Auf ein Eintrittsfenster für die Detektoren wurde ebenfalls verzichtet, um die Empfindlichkeit nicht einzugrenzen. Dafür muß aber der Detektor geeignet akustisch abgeschirmt werden, da Luftdruckänderungen ebenfalls ein Detektorsignal hervorrufen.

Die Spannungsempfindlichkeit eines pyroelektrischen Detektors im von der Lichtmodulationsfrequenz unabhängigen Bereich läßt sich zu

$$R_V = \alpha \frac{p(T) R_L}{\rho c_p a} \quad (4.16)$$

angeben. Für  $\text{LiTaO}_3$  als ferroelektrischen Kristall beträgt der pyroelektrische Koeffizient  $p(T)$  bei Raumtemperatur  $0.0176 \mu\text{C}/\text{cm}^2\text{K}$ , die Dichte  $\rho = 7.45 \text{ g}/\text{cm}^3$  und die Wärme-

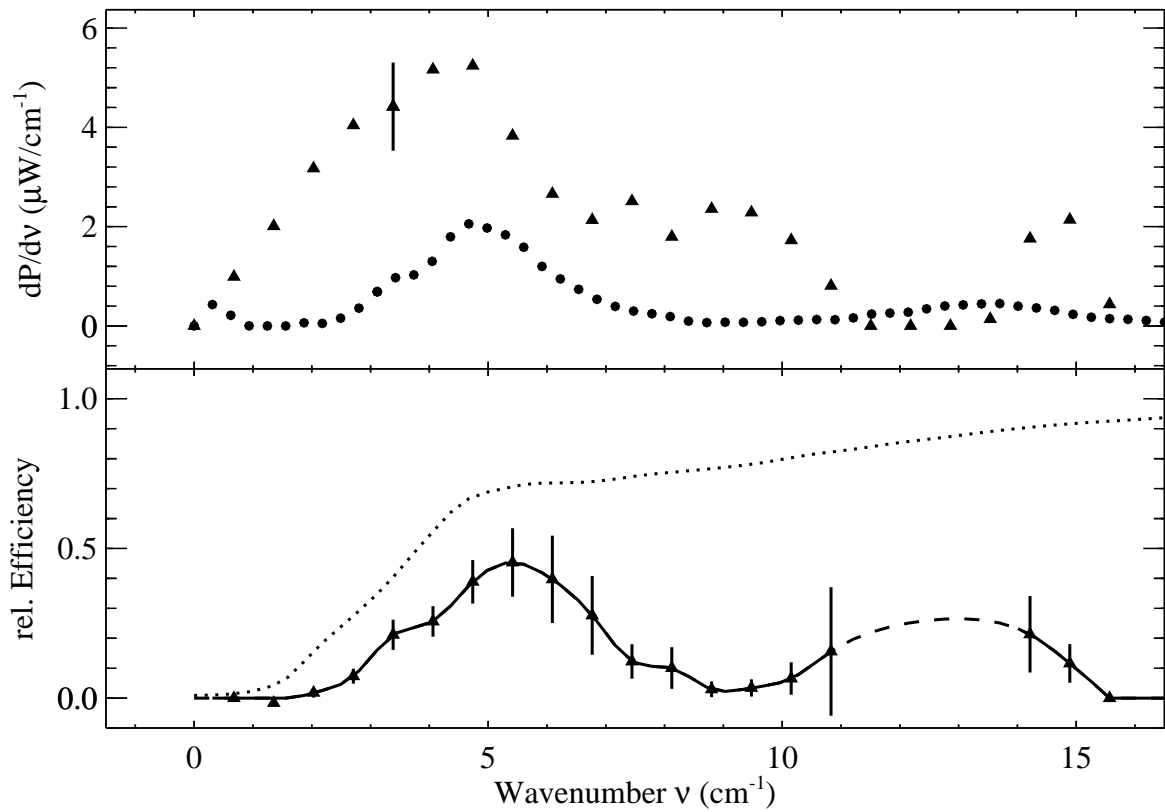


**Abb. 4.12:** Absorption des pyroelektrischen Detektors P1-45. Gepunktet dargestellt sind die vom Hersteller angegebenen Werte, durchgezogen ist die unnormiert dargestellte Vergleichsmessung mit einem DTGS-Detektor.

kapazität  $c_p = 0.43 \text{ J/gK}$ . Bei einer Kristalldicke  $a$  von  $100 \mu\text{m}$  ergibt sich die Empfindlichkeit zu  $\alpha \cdot 250 \text{ V/W}$ . Die Absorptivität  $\alpha$  des Detektorelements wird vom Hersteller im Spektralbereich von  $300 \text{ nm}$  bis  $50 \mu\text{m}$  angegeben und ist im Mittel  $50 \%$ , wie in Abb. 4.12 zu sehen ist. Für die Wellenlängen jenseits davon bis  $1 \text{ cm}$ , die für die Pulslängenmessung maßgeblich sind, gab es nur die Angabe des Herstellers, daß diese Detektoren bis  $1000 \mu\text{m}$  zu verwenden seien. Für diese Grenze wurde keine Begründung angegeben, weshalb auch für größere Wellenlängen noch eine Empfindlichkeit zu erwarten war. Außerdem waren bereits derartige Detektoren zur Messung kohärenter Übergangsstrahlung eingesetzt worden [10].

Vor Beginn der ersten Experimente zur Elektronenpulslängenmessung am S-DALINAC wurde eine Messung der Empfindlichkeit des pyroelektrischen Detektors P1-45 im Vergleich mit einem DTGS-Detektor (deuteriertes Triglycinsulfat) [106] durchgeführt, die ebenfalls in Abb. 4.12 gezeigt ist. Diese Messung brachte kein aussagekräftiges Ergebnis für Wellenlängen jenseits von  $100 \mu\text{m}$ , da dort die Intensität der Strahlungsquelle für diese Messung zu gering war.

Erst nach Beendigung der in Kap. 5 vorgestellten Experimente wurden die dabei gemessenen Spektren der kohärenten Übergangsstrahlung mit den Ergebnissen von Experimenten an anderen Beschleunigern verglichen [10, 74, 87]. Dabei fiel auf, daß in allen Spektren be-



**Abb. 4.13:** Vergleichsmessung des pyroelektrischen und des photoakustischen Detektors. Im oberen Teilbild sind die Übergangsstrahlungsspektren gezeigt, die mit dem pyroelektrischen P1-45 (Kreise) und dem photoakustischen (Dreiecke) Detektor gemessen wurden. Im unteren Teilbild findet sich die relative Empfindlichkeit des P1-45 als Dreiecke und durchgezogene Spline-Interpolation durch die Datenpunkte. Gepunktet eingezeichnet ist der berechnete geometrische Faktor, der die Transmission der Hornantenne wiedergibt.

stimmte Wellenlängen stets stark unterdrückt waren und als einzige Gemeinsamkeit der Messungen jeweils der gleiche pyroelektrische Detektor zum Einsatz kam. Daher wurde die für dessen Empfindlichkeit maßgebliche Absorptivität des  $\text{LiTaO}_3$ -Detektorelements, wie im folgenden dargestellt, näher untersucht.

Eine Messung der Empfindlichkeit der pyroelektrischen Detektoren wurde in dem für Pulslängenmessungen am S-DALINAC interessanten Spektralbereich möglich, als der kalibrierte photoakustische Detektor für Messungen zur Verfügung stand. Dazu wurden bei den in Kap. 4.4 beschriebenen Pulslängenmessungen mit dem Martin-Puplett-Interferometer dessen zwei Ausgänge mit den zu vergleichenden Detektoren bestückt. Bei gleicher Elektronenstrahleinstellung waren folglich beide Detektoren auch dem gleichen Strahlungsspektrum ausgesetzt. Die gemessenen Spektren und die relative Empfindlichkeit

**Tab. 4.2:** Parameter der verwendeten Detektoren.

Detektor	P1-45	P1-19	TK Terahertz
Spannungsempfindlichkeit $R_V$ (V/W)	250	250	0.053
Untere Grenzfrequenz (Hz)	0.5	1	3
Obere Grenzfrequenz (Hz)	1000	1000	50
Aktive Elementgröße (mm Ø, bzw. mm <sup>2</sup> )	5	9	60 × 80
Effektive Apertur (mm Ø, bzw. mm <sup>2</sup> )	15	36	60 × 80

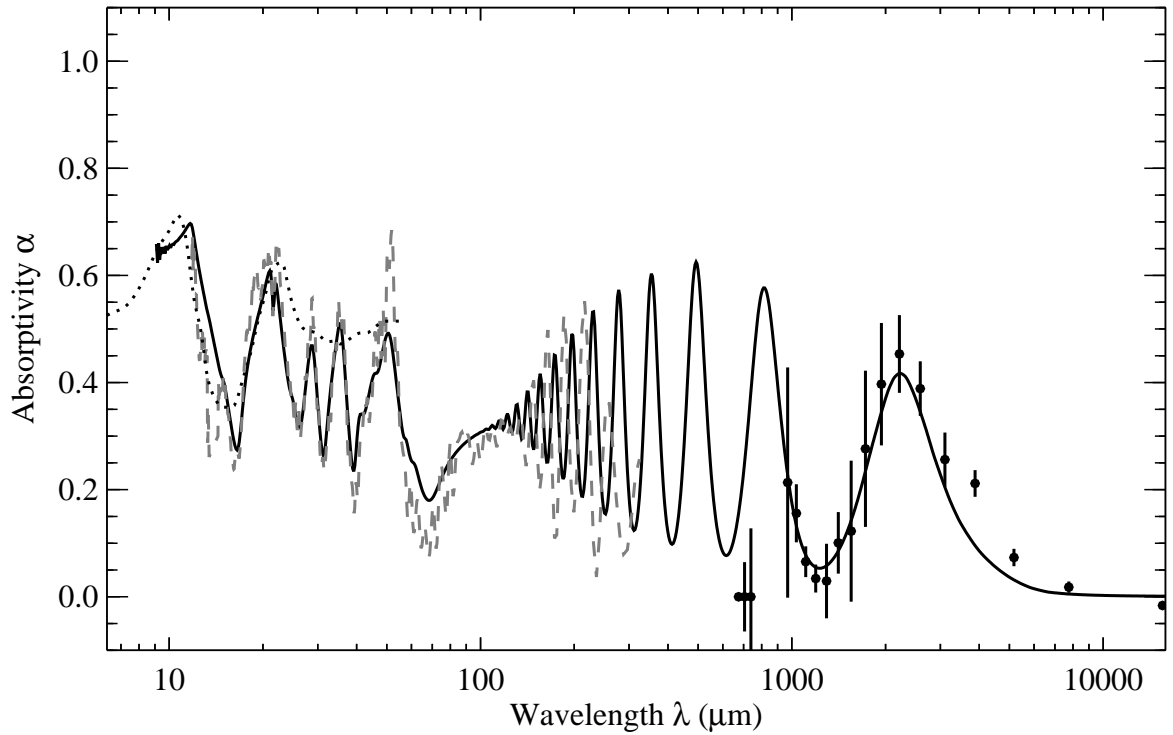
sind in Abb. 4.13 dargestellt. Der pyroelektrische Detektor war dabei vom Typ P1-45. Zur Berechnung der spektralen Leistungsdichte wurde die externe Empfindlichkeit des photoakustischen Detektors  $r_{\text{ex}}$  und die Empfindlichkeit  $R_V$  des P1-45 Detektors mit  $\alpha = 100\%$  eingesetzt. Die relative Empfindlichkeit des pyroelektrischen Detektors setzt sich daher aus der tatsächlichen Absorptivität  $\alpha$  und einem geometrischen Faktor durch die unterschiedlich große aktive Fläche der Detektoren bzw. des effektiven Durchmessers der Hornantenne vor dem pyroelektrischen Detektor zusammen. Dieser effektive Durchmesser wurde abgeschätzt, indem die Querschnittsfläche senkrecht einfallenden Lichts bestimmt wurde, die durch Reflexion an der Innenseite der Antenne bis zur aktiven Fläche des Detektors gelangt. Die verschiedenen Parameter der verwendeten Detektoren sind in Tab. 4.2 zusammengefaßt.

Der periodische Verlauf der Absorptivität mit einer Periodenlänge von ca.  $8\text{ cm}^{-1}$  läßt sich durch Interferenz in dem  $100\text{ }\mu\text{m}$  dicken Lithiumtantalat–Detektorelement erklären, da die optische Dicke des Kristalls mit  $\epsilon = 41.5$  gerade  $640\text{ }\mu\text{m}$  beträgt. Zum besseren Verständnis dieses Verhaltens und um damit auch sicherzugehen, die Effizienz des pyroelektrischen Detektors und nicht ein Artefakt aufgrund eines fehlerhaften Experimentaufbaus gemessen zu haben, wurde die Absorptivität der gesamten Schichtfolge des Elements berechnet. Die Absorptivität als Funktion der Wellenzahl  $\nu$  ergibt sich aus

$$\alpha(\nu) = 1 - R(\nu) - T(\nu). \quad (4.17)$$

Der Transmissionkoeffizient  $T(\nu)$  und der Reflexionskoeffizient  $R(\nu)$  können über Vielstrahlinterferenz zwischen den einzelnen Schichten mit ihren in Anhang A.1 aufgeführten jeweiligen komplexen Dielektrizitätszahlen bestimmt werden. Die nach der in Anhang A.2 beschriebenen Methode berechnete Absorptivität ist in Abb. 4.14 dargestellt. Die Wellenzahlen erstrecken sich von  $1\text{ cm}^{-1}$  bis  $1000\text{ cm}^{-1}$ , d.h. von  $10\text{ }\mu\text{m}$  bis  $10\text{ cm}$  Wellenlänge über den Bereich, in dem aus verschiedenen Quellen Meßdaten vorliegen.

Um das Ergebnis dieser Berechnung mit den Meßdaten zu vergleichen, wurde wie folgt vorgegangen. Die vom Hersteller nur mit geringer spektraler Auflösung angegebene Absorptivität wurde um  $15\%$  in der Wellenlänge skaliert, so daß sie mit der Vergleichsmessung mit dem DTGS–Detektor zwischen  $10\text{ }\mu\text{m}$  und  $50\text{ }\mu\text{m}$  zusammenfällt. Anschließend



**Abb. 4.14:** Berechnete Absorptivität des pyroelektrischen Detektors P1-45 einschließlich der Transmission der Hornantenne (durchgezogene Linie). Gepunktet dargestellt sind die Herstellerdaten, grau gestrichelt die darauf skalierte DTGS-Vergleichsmessung und als ausgefüllte Kreise die am S-DALINAC gewonnenen Daten.

wurde die Dicke der Chromschichten in der Simulation von 10 nm auf 5 nm herabgesetzt, da so die beste Übereinstimmung sowohl mit der Vergleichsmessung mit dem photoakustischen Detektor zwischen 1 mm und 1 cm als auch mit den Herstellerangaben und der Vergleichsmessung mit dem DTGS-Detektor zwischen 10  $\mu\text{m}$  und 100  $\mu\text{m}$  zu erzielen war.

Die im Grenzfall von Wellenzahl  $\nu \rightarrow 0$  unterdrückte Detektoreffizienz ist durch eine destruktive Interferenz im Lithiumtantalat-Kristall bedingt, die dadurch hervorgerufen wird, daß es an der einen Kristallseite an der Grenzfläche zwischen Chrom und Gold einen Phasensprung gibt, an der anderen Seite zwischen Kristall und der Chromschicht hingegen keinen, da in diesem Spektralbereich der Brechungsindex von Chrom kleiner ist als der von  $\text{LiTaO}_3$ . Diese Eigenschaft ist von Bedeutung, wenn im folgenden Kapitel die Form der mit Übergangsstrahlung gemessenen Autokorrelationen diskutiert wird.

Erst mit dieser Untersuchung der Detektorempfindlichkeit ergaben die aus Messungen der Elektronenpulslänge am S-DALINAC bestimmten Pulslängen Werte, die konsistent zu denen sind, die aus Simulationsrechnungen für den Strahltransport durch den Beschleuniger erwartet werden.

## Kapitel 5

# Pulslängenmessung mit Übergangsstrahlung

Die hier vorgestellten Messungen zur Bestimmung der Länge und zeitlichen Struktur der Elektronenpakete des S-DALINAC wurden im Rahmen der Experimente mit dem Freie-Elektronen-Laser durchgeführt und dienten hauptsächlich dazu, für den Beschleuniger die Einstellungen zu finden, die eine Pulslänge von 2 ps bzw. einen Spitzenstrom von 2.7 A im Undulator ergeben.

Die Leistung der für diese Messungen erzeugten Übergangsstrahlung läßt sich unter Vernachlässigung der weiter oben diskutierten geometrischen Faktoren berechnen, indem Gl. (3.2) für die spektrale Intensität in den Zeitbereich transformiert wird. In MKSA-Einheiten ist sie für einen Elektronenstrahlstrom  $I(t)$

$$P(t) = \frac{Z_0}{4\pi^2} I^2(t) 2\pi [\ln 2\gamma + 1/2], \quad (5.1)$$

wobei  $Z_0 \approx 377 \Omega$  der Wellenwiderstand im Vakuum ist. Mit den in diesem Experiment eingesetzten Detektoren kann der dem Quadrat des Strahlstroms proportionale zeitliche Verlauf der Leistung nicht aufgelöst werden, stattdessen wird eine mittlere Leistung gemessen. Diese ergibt sich bei Mittelung über den zeitlichen Abstand  $T$  zwischen den einzelnen Pulsen zu

$$\overline{P} = \frac{Z_0}{4\pi^2} \frac{Q^2}{2\sqrt{\pi}\tau T} 2\pi [\ln 2\gamma + 1/2] \quad (5.2)$$

für Pulse, die eine gaußförmige Ladungsverteilung der Standardabweichung  $\tau$  und der Gesamtladung  $Q$  aufweisen. Bei der 10 MHz Zeitstruktur im FEL-Betrieb folgt mit einer Elektronenenergie von 30 MeV und einem mittleren Strahlstrom von  $60 \mu\text{A}$  eine durchschnittliche Leistung kohärenter Übergangsstrahlung von 38 mW. Bei 7.5 MeV Injektor-energie reduziert sie sich durch die logarithmische Abhängigkeit von der Energie nur auf 28 mW. Tatsächlich erwartet sind allerdings aufgrund der in Kap. 3 behandelten geometrischen Einflußfaktoren nur jeweils wenige Prozent davon, also höchstens einige  $100 \mu\text{W}$ .

Die Zeitstruktur des Beschleunigers für die kern- und strahlungsphysikalischen Experimente von 3 GHz erlaubt die Verwendung dieser kohärenten Strahlung zur Pulslängenbestimmung nicht ohne weiteres. Bei gleichem mittleren Strom vermindert sich die emittierte Strahlungsleistung um einen Faktor 300, da die Wiederholrate zwar um diesen Faktor

größer ist, gleichzeitig aber die Bunchladung sich um diesen Faktor verringert und quadratisch in Gl. (5.2) eingeht. Da bei den Experimenten mit 10 MHz Pulsung maximal ein Signal zu Rausch-Verhältnis von 100 erreicht werden konnte, würde bei der 3 GHz Zeitstruktur das Signal der kohärenten Übergangsstrahlung im Rauschen untergehen.

Die Experimente wurden überwiegend mit der für den FEL-Betrieb üblichen Makropulsstruktur mit 4 ms langen Pulsen bei einer Wiederholrate von 31 Hz durchgeführt. Diese Makropulslänge war begrenzt durch die Verwendung des Boxcar-Integrators (EG&G Boxcar-Averager 4420 und Signal-Processor 4402) zur Datenaufnahme, der ein Integrationsfenster von maximal 2 ms hat. Die prinzipiell mögliche Messung mit der cw-Zeitstruktur ist aus zwei Gründen unvorteilhaft. Zum einen muß der pyroelektrische Detektor ein zeitlich veränderliches Signal zugeführt bekommen, was durch einen mechanischen Zerkhacker erreicht werden kann. Dabei bleibt aber der vom Zerkhacker blockierte Teil der Strahlungsleistung für die Messung ungenutzt. Zum anderen kann dann nur mit einem Teil des maximalen Strahlstromes Übergangsstrahlung erzeugt werden, da sonst das Target thermisch zu sehr belastet würde.

Die Ansteuerung der Motore der verschiedenen Interferometer wie auch die Datenaufnahme waren vollständig in das Steuerungskonzept des FEL [37] integriert, so daß die Messungen weitgehend automatisiert ablaufen konnten. Der Lastwiderstand der verwendeten pyroelektrischen Detektoren wurde so gewählt, daß bei möglichst großer Empfindlichkeit die Makropulsstruktur im Signal der Übergangsstrahlung zeitlich aufgelöst werden kann, d.h. die Detektoren eine Grenzfrequenz von 1 kHz haben. Das Ausgangssignal des jeweiligen Detektors wurde noch in unmittelbarer Nähe zum Meßplatz mit einem durch die FEL-Steuerung einstellbaren Filterverstärker (Stanford Research Systems Modell SR560) bzw. einen mit fester Verstärkung von 50 in den Bereich von einigen hundert Millivolt bis zu wenigen Volt gebracht, um dann über eine der 100 m langen Signalleitungen in das optische Labor zu gelangen. Für einen Datenpunkt einer bestimmten Position des jeweiligen Interferometers oder Filterrades wurde vom Boxcar-Integrator das Signal der einzelnen Makropulse über 2 s gemittelt. Schwankungen im Signaluntergrund, die nicht mit der Makropulsstruktur korreliert sind, wurden ausgeglichen, indem mit dem Boxcar nur das Differenzsignal zwischen dem innerhalb und außerhalb des Makropulses integrierten Signals aufgezeichnet wurde. Ein solcher Meßwert wurde anschließend vom Steuerungsprogramm ausgelesen. Vor der Mittelung für den nächsten Datenpunkt der Autokorrelation wurde von diesem Programm über die Motorsteuerung der fahrbare Spiegel des jeweiligen Interferometers zur nächsten Position bewegt. Diese Prozedur wurde ca. 100 mal wiederholt, bis die Autokorrelation mit der gewünschten Auflösung erfaßt war. Die Messung eines Interferogramms dauerte daher ungefähr 5 min, in denen sich die Einstellung des Beschleunigers nicht ändern durfte, um die Messung nicht zu verfälschen.

Der erste am S-DALINAC aufgebaute Meßplatz befand sich in der Bypass-Sektion der FEL-Strahlführung direkt vor dem Undulator, um die Pulslänge und damit den Spitzenstrom möglichst nahe an der Stelle zu messen, an welcher der Elektronenstrahl mit



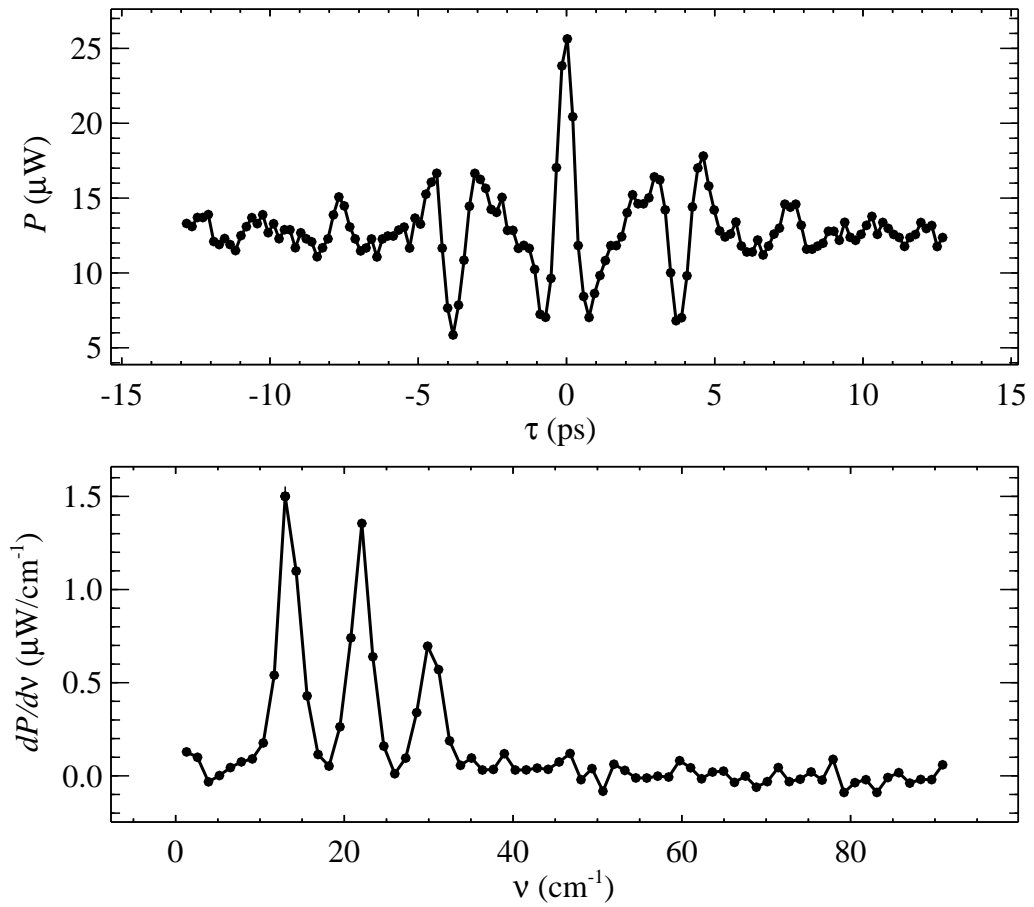
dem optischen Feld des FEL in Wechselwirkung tritt. Damit bei der Optimierung der Beschleunigereinstellung zur Erzeugung kurzer Pulse auch die Randbedingung für die Strahlführung erfüllt werden kann, den Strahl korrekt in den Undulator einzuschießen, wurde der eine im Rahmen dieser Arbeit neu aufgebaute Meßplatz hinter dem Undulator installiert. Der zweite neu aufgebaute Meßplatz befindet sich hinter dem ersten 180°-Bogen vor dem Eintritt des Elektronenstrahls in den Hauptbeschleuniger, um die Pulslänge schon bei der Energie des Injektorbeschleunigers von maximal 10 MeV zu bestimmen. An dieser Stelle sollte die Pulsformung durch den normal- und supraleitenden Teil der Injektion sowie durch den ersten 180°-Bogen abgeschlossen sein.

Die am Experimentierplatz vor dem Undulator mit dem Michelson-Interferometer durchgeführten Messungen [76] werden im nächsten Abschnitt unter Berücksichtigung der bereits diskutierten Korrekturen für die gemessene spektrale Intensität ausgewertet. Die ersten Messungen an den neu eingerichteten Meßplätzen wurden vor dem Hauptbeschleuniger mit dem Filterspektrometer und parallel dazu mit dem MPI gemacht. Das aus der Filtermessung rekonstruierte Spektrum wird mit dem Spektrum verglichen, das mit dem MPI gewonnen wurde. Im weiteren Verlauf des FEL-Experiments wurden nur noch Messungen mit dem MPI durchgeführt. Die Bestimmung des Formfaktors der Ladungsverteilung aus diesen Messungen wird vorgestellt und das in Kap. 3.5 diskutierte Verfahren der Pulsrekonstruktion darauf angewendet, um die Pulsform im Zeitbereich zu erhalten.

## 5.1 Messung mit dem Michelson-Interferometer

Bei diesen Messungen wurde zunächst davon ausgegangen, aus der Breite des zentralen Maximums der Autokorrelation direkt die Pulsform oder zumindest die Pulslänge ablesen zu können. Nur für die Weglängendifferenzen, die innerhalb der Pulslänge liegen, wurde eine konstruktive Interferenz im Spektrometer erwartet. Die in Abb. 5.1 im oberen Teilbild gezeigte Autokorrelation umfaßt daher einen Bereich von 25 ps, der mit einer Schrittweite von 140 fs abgetastet wurde, um die Pulsform mit der erwarteten Länge von 2 ps hinreichend auflösen zu können. Das im unteren Bild dargestellte Spektrum wurde gemäß Gl. (4.3) durch eine Fouriertransformation berechnet und ist noch nicht mit dem Transmissionsfaktor  $RT(\nu)$  nach Gl. (4.1) korrigiert. Es ist nur der Realteil dargestellt, der den symmetrischen Anteil der Autokorrelation repräsentiert. Die Schrittweite der Autokorrelation ergibt eine Grenzfrequenz von  $90 \text{ cm}^{-1}$ , allerdings reichen die Spektralkomponenten, die über dem Rauschen liegen, nur bis ca.  $35 \text{ cm}^{-1}$ . Durch den kleinen Abtastbereich werden dafür die Strukturen im Spektrum nur wenig aufgelöst. Der Imaginärteil der Fouriertransformation wird zur Abschätzung des Rauschens verwendet, da er im Idealfall verschwinden sollte.

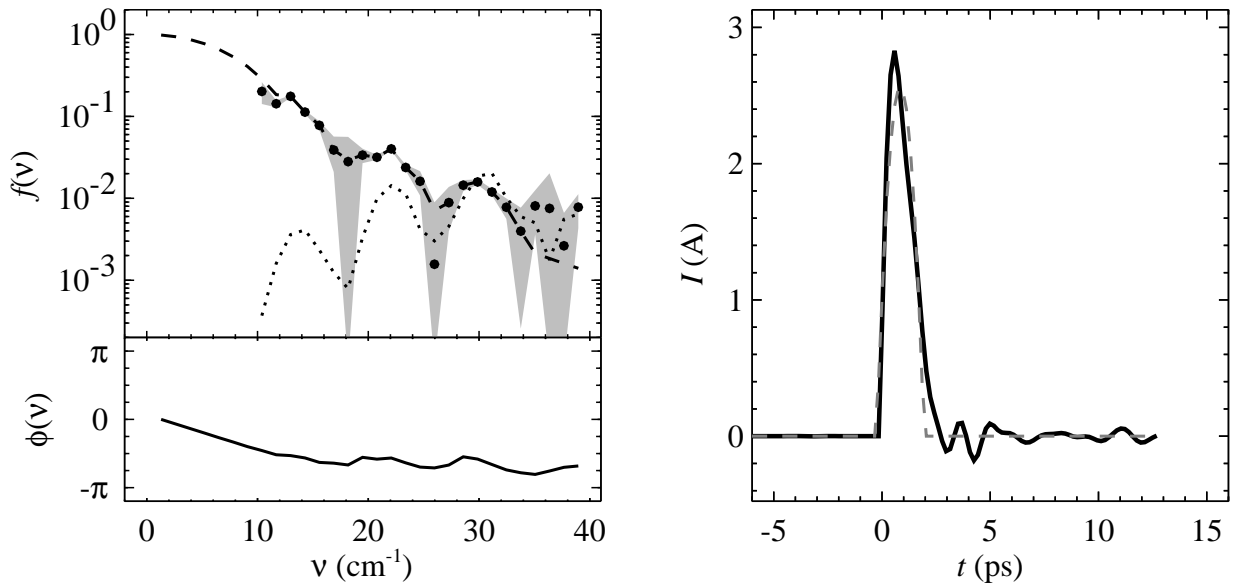
Die Breite des zentralen Maximums, die mit ca. 500 fs wesentlich unter der erwarteten Pulslänge liegt, und die zwei Satelliten, die sich mit negativem Vorzeichen auf beiden



**Abb. 5.1:** Autokorrelation und Spektrum der Puls­längen­messung mit dem Michelson–Interferometer bei 31.9 MeV Elektronenstrahlenergie und einem mittleren Strom von  $39 \mu\text{A}$ . Das obere Teilbild zeigt die Autokorrelation, bei der die gemessenen Spannungswerte bereits mit der nominellen Detektorempfindlichkeit von  $250 \text{ V/W}$  und dem Verstärkungsfaktor 20 in Leistungswerte umgerechnet wurden. Das untere Teilbild stellt die spektrale Leistungsdichte dar.

Seiten im Abstand von ca. 4 ps befinden, wurden mit dem Fehlen der kleinen Frequenzen unterhalb von  $10 \text{ cm}^{-1}$  erklärt, die nicht durch den Meßaufbau übertragen wurden. Die zugrundeliegende Pulsform wäre dann rechteckförmig und durch die Hochpaßfilterung würde sich die Autokorrelation lediglich aus der ansteigenden und abfallenden Flanke ergeben, die einen Abstand von ca. 4 ps haben.

Nach der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Analyse der Empfindlichkeit des pyroelektrischen Detektors für mm–Wellen zeigte sich, daß die zwei Satelliten in der Autokorrelation durch eine Vielfachreflexion im  $\text{LiTaO}_3$ –Kristall verursacht werden. Entspricht die Weglängendifferenz im Interferometer gerade der zweifachen optischen Weglänge im Kristall, dann überlagert sich der bereits an der Rück- und Vorderseite reflektierte Teilstrahl des einen Interferometerarms mit dem aus dem anderen. Wie schon in Kap. 4.5 erläutert,



**Abb. 5.2:** Rekonstruierte Pulsform, Formfaktor und Phase der Messung mit dem Michelson-Interferometer. Im linken Teilbild ist der Verlauf des Formfaktors durch ausgefüllte Kreise eingezeichnet. Die Extrapolation für die fehlenden Frequenzkomponenten ist gestrichelt gezeigt, das Fehlerband als graue Fläche und die Effizienz des Spektrometers als gepunktete Linie. Im unteren Teil ist der Verlauf der rekonstruierten Phase dargestellt. Das rechte Teilbild zeigt die aus Phase und Formfaktor berechnete Ladungsverteilung (durchgezogen) mit der Anpassung durch eine parabolische Form (gestrichelt).

ist diese Überlagerung destruktiv, da es durch die verwendeten Metallbeschichtungen der beiden Kristallseiten nur bei einer Reflexion zu einem Phasensprung kommt.

Die Bestimmung der Pulsform erfordert die weiter unten näher ausgeführte Berechnung des Formfaktors der Ladungsverteilung, der für die in Abb. 5.1 gezeigte Messung im linken Teilbild in Abb. 5.2 durch ausgefüllte Kreise dargestellt ist. Das Fehlerband ist als graue Fläche eingezeichnet. An den Stellen, an denen es die untere Achse trifft, übersteigt der Fehler den Wert des Formfaktors. An diesen Stellen muß für die Rekonstruktion der Pulsform der Formfaktor ergänzt werden, wie es ebenfalls weiter unten erläutert wird. Der extrapolierte Formfaktor ist unterbrochen dargestellt, die daraus berechnete Phase ist unten im linken Teilbild, die berechnete Pulsform im rechten gezeigt. Die Anpassung an eine parabolische Form ist dort gestrichelt eingezeichnet.

Diese Pulsform liegt mit einer Halbwertsbreite von 1.5 ps sogar noch unterhalb des Designwertes von 1.9 ps, nur ist die Rekonstruktion mit einer sehr großen Unsicherheit behaftet. Zum einen muß durch das Fehlen der Frequenzkomponenten unterhalb von  $10 \text{ cm}^{-1}$  der Formfaktor über eine Größenordnung hin extrapoliert werden, zum anderen kann der Anteil der Übergangsstrahlung, der im Bereich der größten spektralen Intensität zwischen

$10\text{ cm}^{-1}$  und  $14\text{ cm}^{-1}$  nach dem Durchlaufen des Interferometers vom Detektor nachgewiesen werden kann, nur auf eine halbe Größenordnung genau abgeschätzt werden, da es in dieser Geometrie des Meßaufbaus keine Vergleichsmessung mit einem großflächigen Detektor gibt. Die optische Abbildung des Polyethylenfensters mit 19 mm Durchmesser auf den Detektor bedeutet, daß dieser mit 5 mm Durchmesser nur einen kleinen Teil der Gesamtintensität der Übergangsstrahlung erfassen kann, da an der Stelle des Fensters im Abstand von 6 cm von der emittierenden Folie die Strahlung schon das ganze Fenster ausleuchtet. In der Simulation befindet sich der Detektor auf der Strahlachse durch das Interferometer, wo aus Symmetriegründen die Strahlungsintensität verschwindet. Wird der Detektor transversal von der Achse wegbewegt, steigt die von ihm erfaßte Intensität an. Da bei der Durchführung des Experiments die Detektorposition darauf optimiert wurde, möglichst viel Strahlungsintensität zu messen, muß davon ausgegangen werden, daß die tatsächliche Spektrometereffizienz im Bereich der kleinen Wellenzahlen höher war als die hier berechnete. Der Formfaktor kann dann dort bei kleineren Werten liegen, was eine entsprechend längere Pulsform bedeuten würde.

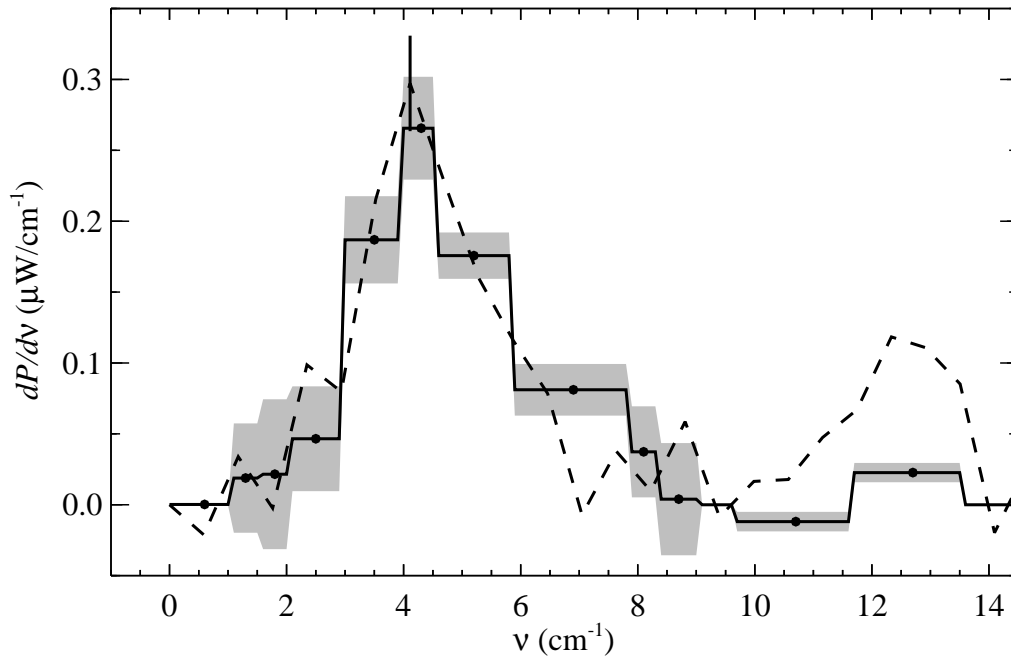
Diese Unsicherheit kann erst verringert werden, wenn auch für die kleineren Wellenzahlen der Formfaktor bekannt ist, so daß nur noch der Teil des Formfaktors extrapoliert werden muß, der schon nahe bei dem Maximalwert von eins bei der Frequenz  $\nu = 0$  liegt.

## 5.2 Messung mit dem Filterspektrometer

Die ersten Messungen von kohärenter Übergangsstrahlung an dem neu eingerichteten Meßplatz vor dem Hauptbeschleuniger wurden gleichzeitig mit dem Filterspektrometer und dem Martin–Puplett–Interferometer durchgeführt. Dazu wurde die drehbare Scheibe mit den daran befestigten Filtern für die Millimeterwellen zwischen das Vakuumaustrittsfenster und den kollimierenden Spiegel des MPI gebracht. Der pyroelektrische Detektor befand sich in beiden Fällen in Reflexionsrichtung hinter dem Analysatorgitter. Bei der Messung mit dem Filterspektrometer wurde der Weglängenunterschied der Interferometerarme des MPI auf Null gestellt, so daß dessen Transmission maximal war. Die Geometrie des Strahlenganges war folglich bei beiden Messungen dieselbe, was einen direkten Vergleich ermöglicht.

Zur Bestimmung der durch die Filter transmittierten Strahlungsintensität wurden alle 11 Filter und zusätzlich eine die Strahlung vollständig blockierende Metallscheibe nacheinander in den Strahlengang hineingefahren. Außerdem gab es eine Position, an der sich kein Filter befand. Bei jedem Filter wurden ca. 15 Datenpunkte bestimmt, für die mit dem Boxcar–Integrator jeweils 5 s gemittelt wurden. Aus der Standardabweichung dieser Werte bei jedem Filter wurde der Fehler der gemessenen Intensität abgeschätzt.

Das Ergebnis der Rekonstruktion des Spektrums mit dem in Kap. 4.3 angegebenen Verfahren aus diesen Meßwerten ist in Abb. 5.3 zu sehen. Als Basisfunktionen für die Darstellung



**Abb. 5.3:** Messung des Spektrums der Übergangsstrahlung mit dem Filterspektrometer und dem Martin–Puplett–Interferometer bei einer Energie von 5.9 MeV und einem mittleren Strom von  $33\,\mu\text{A}$ . Die durchgezogene Linie ist die Histogrammdarstellung des mit dem Filterspektrometer gemessenen Spektrums mit den Kreisen als Stützstellen, die unterbrochene Kurve ist das mit dem MPI gemessene Spektrum. Der Fehler der Messung mit den Filtern ist als graues Band eingezeichnet. Der am höchsten Punkt eingetragenen Fehlerbalken des Interferometerspektrums gilt für alle Meßpunkte.

des Spektrums wurden Rechteckfunktionen gewählt, die jeweils zwischen zwei aufeinanderfolgenden Abschneidefrequenzen der Filter lagen. Das damit angenäherte Spektrum ist als durchgezogene Linie mit Punkten als Stützstellen eingezeichnet. Das mit dem MPI mit denselben Strahleinstellungen gemessene Spektrum ist als unterbrochene Linie dargestellt. Zur besseren Unterscheidung ist der Fehler dafür als Balken, der der Messung mit den Filtern als grau schattiertes Band angegeben. Im Rahmen der Fehlergrenzen passen beide Spektren gut zusammen. Die größte Abweichung ist bei Frequenzen über  $10\,\text{cm}^{-1}$  zu finden. Wie bei der Beschreibung des Rekonstruktionsverfahrens bereits erläutert, kann oberhalb der letzten Abschneidefrequenz das Spektrum nicht mehr richtig wiedergegeben werden.

Auf eine Bestimmung der Pulslänge aus diesen beiden Messungen wurde verzichtet, da für eine verlässliche Auswertung das Signal– zu Rauschverhältnis der Spektren noch viel zu klein war. Im nächsten Abschnitt werden Ergebnisse von Messungen gezeigt, die zu einem späteren Zeitpunkt gemacht wurden, als die Strahleinstellungen so weit optimiert waren, daß eine Pulsformbestimmung aus dem gemessenen CTR–Spektrum möglich wurde.

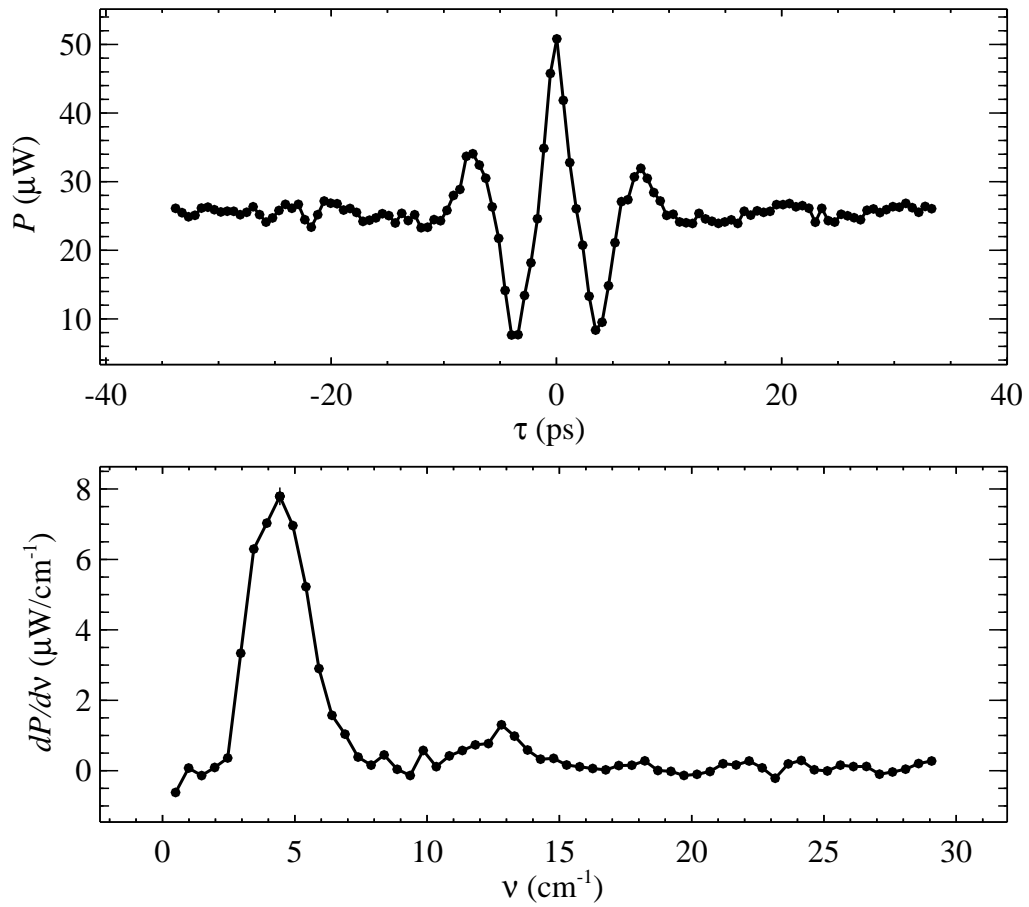
Bei diesen zahlreichen späteren Messungen wurde das Filterspektrometer nicht mehr eingesetzt, da die ursprüngliche Zielsetzung für die Verwendung der Filter, den Spektralbereich bei Wellenzahlen kleiner als  $10\text{ cm}^{-1}$  zugänglich zu machen, auch mit dem MPI bei ungefähr gleich langer Dauer einer Messung erreicht werden konnte. Darüber hinaus bietet das MPI eine größere Flexibilität, da der Spektralbereich weit über die  $10\text{ cm}^{-1}$  dieses Filtersatzes hinausging und die spektrale Auflösung bis unter  $0.2\text{ cm}^{-1}$  reichen kann. Langsame Schwankungen und Driften im Strahlstrom des Beschleunigers während einer Messung wirken sich bei dem MPI nur auf die allerersten Spektralkomponenten aus bzw. sind in der Autokorrelation schon zu erkennen und können korrigiert werden. Bei der Filtermessung muß der Strom hingegen für die ganze Meßdauer konstant bleiben, es sei denn, zwischen die einzelnen Filtermessungen wird jeweils noch eine Referenzmessung ohne Filter eingeschoben.

## 5.3 Messung mit dem Martin-Puplett-Interferometer

Diese Messungen wurden sowohl am Meßplatz vor dem Hauptbeschleuniger als auch an dem hinter dem Undulator durchgeführt. Da in jedem der Meßplätze ein Interferometer vorhanden war, konnte mit der gleichen Einstellung des Beschleunigers nacheinander an beiden Stellen der Strahlführung die Pulslänge bestimmt werden. Die Autokorrelation wurde jeweils mit 100 Datenpunkten über einen Bereich von 17 mm abgetastet, woraus eine Grenzfrequenz von  $29\text{ cm}^{-1}$  und eine Auflösung von  $0.6\text{ cm}^{-1}$  folgt. Zwei der gemessenen Autokorrelationen sind im oberen Bereich der Abbn. 5.4 und 5.5 zu sehen. Die erste wurde am Meßplatz vor dem Hauptbeschleuniger bei  $7.8\text{ MeV}$  und  $29\text{ }\mu\text{A}$  mit dem 5 mm großen pyroelektrischen Detektor gemessen, die andere Messung wurde bei  $30.4\text{ MeV}$  und  $34\text{ }\mu\text{A}$  mit dem Detektor mit 9 mm Durchmesser durchgeführt. Die gemessenen Spannungswerte wurden bereits mit der nominellen Detektorempfindlichkeit und der jeweiligen Verstärkung in Leistung umgerechnet. Der große Unterschied der beiden Strahlungsleistungen folgt aus den verschiedenen Energien und den damit verbundenen unterschiedlichen Transmissionen durch die beiden Meßplätze.

### 5.3.1 Aufbereitung der Spektren

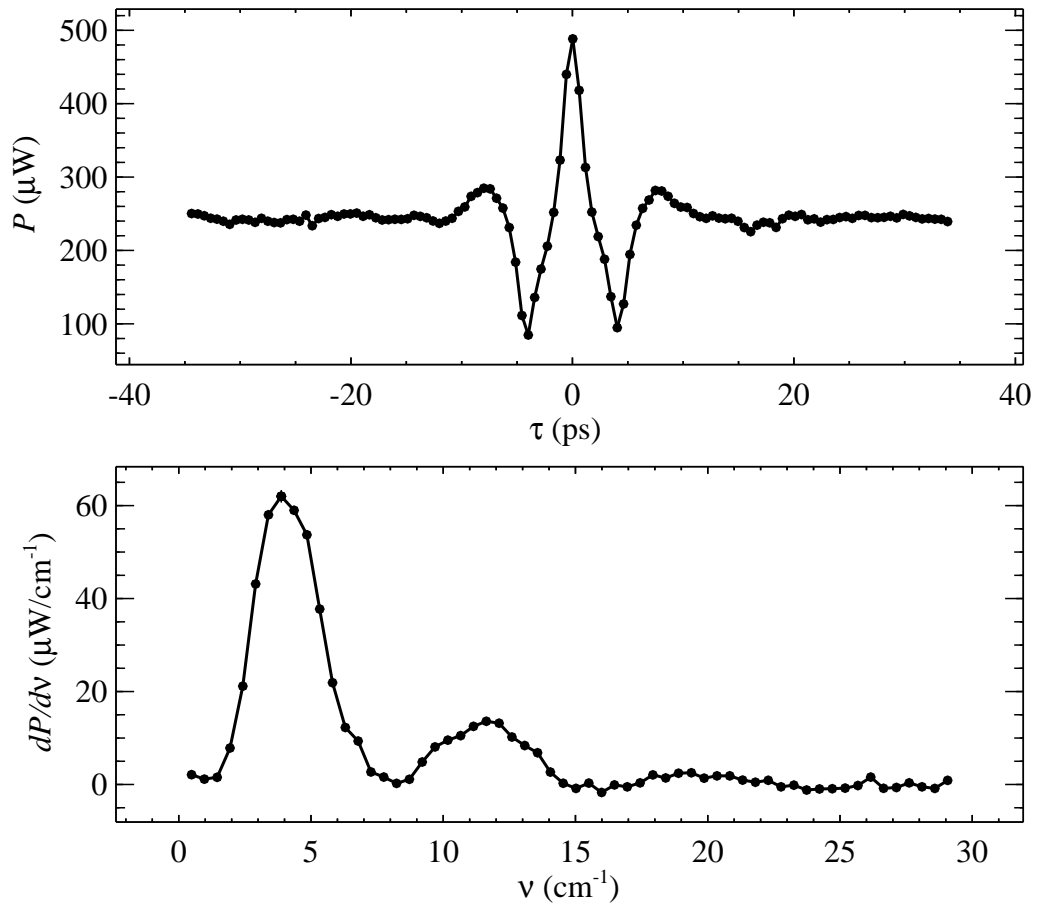
Aus der gemessenen Autokorrelation  $P(\tau)$  muß die spektrale Leistungsdichte  $P(\nu)$  bestimmt werden. Um die spektrale Auflösung zu verbessern, wird die in einem endlichen Intervall bestimmte Autokorrelationsfunktion mit einem *Hanning*-Fenster [107] multipliziert, bevor nach Gl. (4.3) die Frequenzkomponenten berechnet werden. Die Transmission  $RT$  des Interferometers wird in dieser Formel zunächst zu eins gesetzt, um die spektrale Intensität im Detektor zu bestimmen. Bei einer rauschfreien Autokorrelation sollte diese symmetrisch sein und das Spektrum nur positive reale Komponenten aufweisen. Aus dem



**Abb. 5.4:** Autokorrelation und Spektrum der Pulslängenmessung mit dem Martin–Puplett–Interferometer bei 7.8 MeV Elektronenstrahlenergie und einem mittleren Strom von  $29 \mu\text{A}$ . Das obere Teilbild zeigt die Autokorrelation, bei der die gemessenen Spannungswerte bereits mit der nominellen Detektorempfindlichkeit von  $250 \text{ V/W}$  des verwendeten pyroelektrischen Detektors P1–45 und dem Verstärkungsfaktor 50 in Leistungswerte umgerechnet wurden. Das untere Teilbild stellt die spektrale Leistungsdichte dar.

Imaginärteit wird der Fehler der Frequenzkomponenten abgeschätzt, der durch Schwankungen in der Leistung der Übergangsstrahlung während der Messung sowie durch Rauschen im Detektor und in der Signalübertragung hervorgerufen wird. Die aus den oben bereits erwähnten Messungen berechneten Spektren sind im unteren Teil der Abbn. 5.4 und 5.5 dargestellt.

Die Form des Spektrums wird in beiden Fällen von der Spektrometereffizienz dominiert. Die untere Abschneidewellenzahl stimmt gut mit den in Kap. 4.4 simulierten Werten überein. Die Unterdrückung der spektralen Leistung bei den Wellenzahlen um  $\nu = 8 \text{ cm}^{-1}$ ,  $16 \text{ cm}^{-1}$  und  $24 \text{ cm}^{-1}$  wird durch die spektrale Empfindlichkeit des pyroelektrischen Detektors erklärt. Im Gegensatz zu den früheren Messungen mit dem Michelson–Interferometer



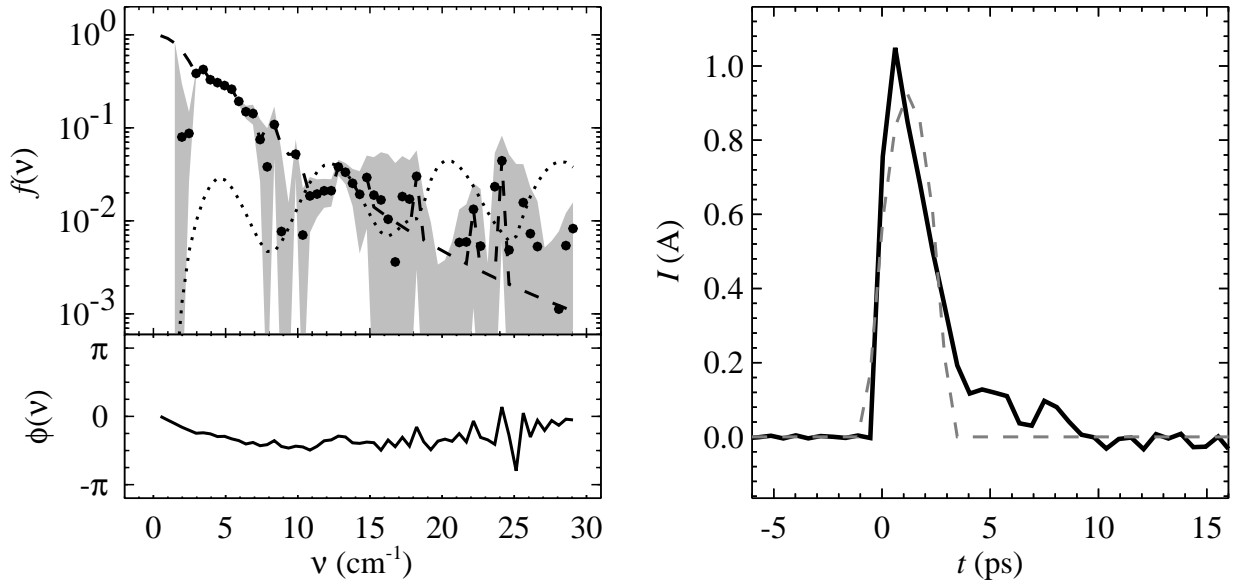
**Abb. 5.5:** Autokorrelation und Spektrum der Pulsängenmessung mit dem Martin–Puplett–Interferometer bei 30.4 MeV Elektronenstrahlenergie und einem mittleren Strom von  $34 \mu\text{A}$ . Die Darstellung ist die gleiche wie in Abb. 5.4.

sind im Spektrum bei Wellenzahlen oberhalb von  $\nu = 16 \text{ cm}^{-1}$  nur noch geringe Anteile vorhanden. Bei diesen früheren Messungen mußten die Beschleunigereinstellungen so optimiert werden, daß die Form der Ladungsverteilung vor allem höhere Spektralanteile enthielt, d.h. die Flanken des Pulses besonders steil waren, damit durch die Effizienz des Interferometers bedingt besonders viel kohärente Übergangsstrahlung erzeugt und nachgewiesen werden konnte. Bei der Optimierung des Beschleunigers für die Messung mit dem MPI wurde die Erzeugung dieser höherfrequenten Spektralanteile nicht mehr bevorzugt.

### 5.3.2 Rekonstruktion der Pulsform

Zur Berechnung des Formfaktors muß die spektrale Leistungsdichte mit der Effizienz des jeweiligen Meßaufbaus  $\eta(\nu)$  bei der gegebenen Energie des Elektronenstrahls korrigiert und auf die Leistungsdichte bezogen werden, die bei der Frequenz  $\nu = 0$  in idealer Geometrie in den halben Raumwinkel abgestrahlt werden würde. Diese spektrale Leistungsdichte





**Abb. 5.6:** Rekonstruierte Pulsform, Formfaktor und Phase der Messung mit dem Martin-Puplett-Interferometer bei der Energie von 7.8 MeV aus Abb. 5.4. Im linken Teilbild ist der Verlauf des Formfaktors durch ausgefüllte Kreise eingezeichnet. Die Extrapolation für die fehlenden Frequenzkomponenten ist gestrichelt gezeigt, das Fehlerband als graue Fläche und die Effizienz des Spektrometers als gepunktete Linie. Im unteren Teil ist der Verlauf der rekonstruierten Phase dargestellt. Das rechte Teilbild zeigt die aus Phase und Formfaktor berechnete Ladungsverteilung (durchgezogen) mit der Anpassung durch eine parabolische Form (gestrichelt). Die Halbwertsbreite der Parabel ist  $(2.4 \pm 0.2)$  ps und die Höhe  $(0.9 \pm 0.1)$  A.

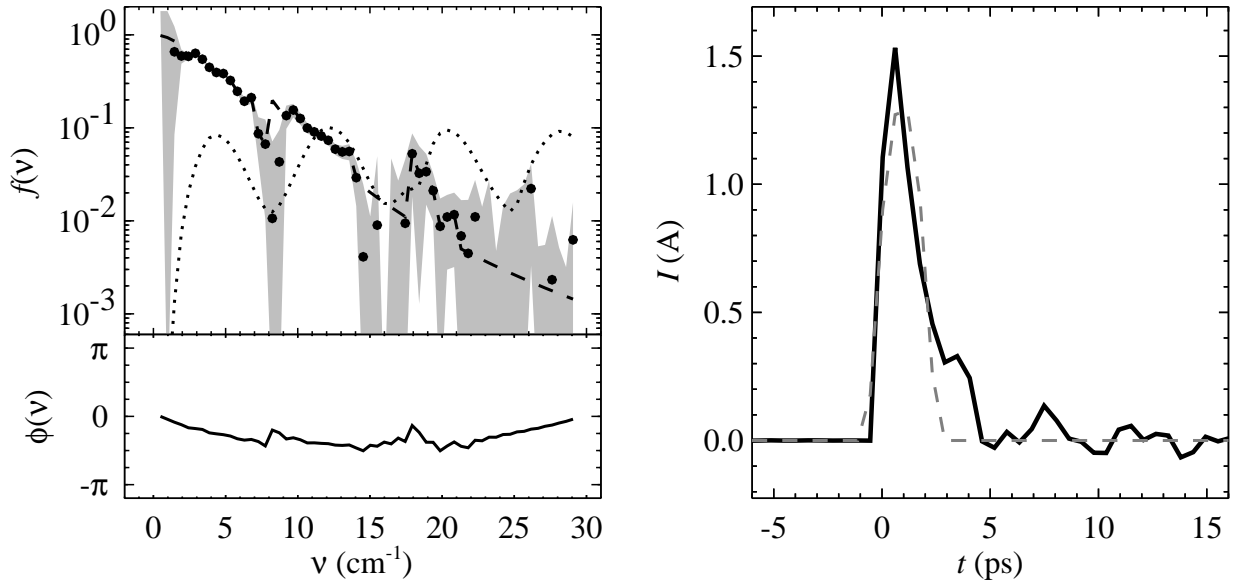
$P_\nu(0)$  hängt nur von der Gesamtladung  $Q$  des Elektronenpakets ab und ergibt sich aus Gl. (3.2), die mit dem Quadrat der Teilchenzahl multipliziert und in MKSA-Einheiten dargestellt wird, zu

$$P_\nu(0) = P(\nu)|_{\nu=0} = \frac{cZ_0}{4\pi^2} \frac{Q^2}{T} 2\pi [\ln 2\gamma + 1/2]. \quad (5.3)$$

Der Formfaktor berechnet sich daraus mit der Effizienz  $\eta(\nu)$  gemäß

$$f(\nu) = \eta^{-1}(\nu) \frac{P(\nu)}{P_\nu(0)}. \quad (5.4)$$

Für die beiden Messungen bei einer Energie von 7.8 MeV und 30.4 MeV sind die so berechneten Formfaktoren in den Abbn. 5.6 und 5.7 dargestellt. In den Frequenzbereichen, in denen durch die geringe Effizienz des Interferometers der Fehler im Formfaktor über 100% liegt, muß zur Berechnung der Phase des Spektrums der Ladungsverteilung und zur Rücktransformation dieses Spektrums in den Zeitbereich der Formfaktor extrapoliert



**Abb. 5.7:** Rekonstruierte Pulsform, Formfaktor und Phase der Messung mit dem Martin-Puplett-Interferometer bei einer Energie von 30.4 MeV aus Abb. 5.5. Die Darstellung entspricht der aus Abb. 5.6. Die Halbwertsbreite der Parabel ist  $(2.0 \pm 0.03)$  ps und die Höhe  $(1.3 \pm 0.2)$  A.

werden. Wie in Kap. 3.5 gezeigt, wird der Bereich kleiner Wellenzahlen durch eine Parabel angepaßt, während der Bereich großer Frequenzen durch eine Funktion proportional zu  $\nu^{-4}$  ergänzt wird. Aus dem in den entsprechenden Abbildungen gestrichelt eingezeichneten extrapolierten Formfaktor kann dann die Phase und die Ladungsverteilung im Zeitbereich berechnet werden, wie im linken Teil der Abbn. 5.6 und 5.7 zu sehen ist. Zum Vergleich der so bestimmten Pulsformen aus verschiedenen Messungen wurde jeweils eine parabelförmige Verteilung daran angepaßt.

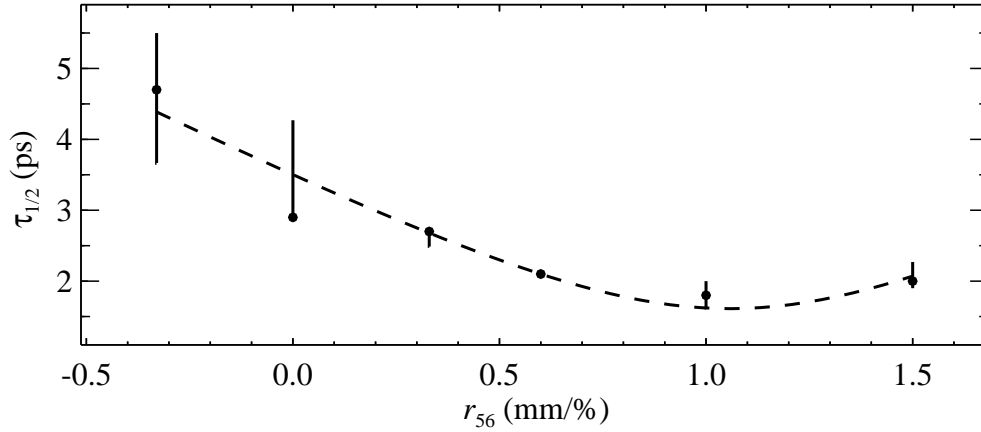
Die systematischen Fehler bei der Bestimmung des Formfaktors liegen zum einen in der Größe der Bunchladung, die auf 10% genau bekannt ist, und daher den Formfaktor auf 20% in der Höhe unbestimmt läßt. Zum anderen ist die berechnete Effizienz der Meßplätze mit Unsicherheiten behaftet. Die Lage der Minima in den Spektren bei Vergleichsmessungen mit verschiedenen pyroelektrischen Detektoren läßt auf Schwankungen in der Dicke der Detektorkristalle von ca. 3% schließen. Aus dem Vergleich von Spektren, die bei gleicher Einstellung des Beschleunigers mit Hornantennen unterschiedlicher Geometrie gemessen wurden, folgt, daß die Größe der effektiven Detektorapertur und damit die Lage der unteren Abschneidewellenzahl mit einer solchen Unsicherheit versehen ist, daß die für beide Spektren bestimmten Formfaktoren sich in der Höhe um bis zu 30% unterscheiden. Um den Einfluß dieser systematischen Fehler auf die Pulsrekonstruktion abzuschätzen wurde bei der Rekonstruktion der Formfaktor um einen Faktor 1.5 nach oben und unten variiert und aus den jeweils angepaßten parabolischen Verteilungen der Fehler in der

Halbwertsbreite und im maximalen Strom bestimmt. Der Fehler in der Pulshöhe hängt direkt mit dem Fehler der Halbwertsbreite zusammen, da die Ladungsverteilung auf die Bunchladung normiert wird. Die Fehler in der Halbwertsbreite sind bei einem Großteil der Messungen geringer als der Fehler von 50% in der Höhe des Formfaktors, da durch die  $\nu^{-4}$ -Abhängigkeit des Formfaktors bei großen Wellenzahlen die Breite der Ladungsverteilung in erster Linie dadurch bestimmt wird, ab welcher Wellenzahl der Formfaktor steil abfällt und nicht welche Höhe er hat. Trotz dieser großen Ungenauigkeit in der absoluten Bestimmung der Pulslänge aus den einzelnen Messungen bleiben die Messungen, die mit demselben Meßaufbau bei gleicher Elektronenstrahlenergie gemessen wurden, gut miteinander vergleichbar, da diese systematischen Fehler alle Messungen in derselben Weise beeinflussen.

## 5.4 Optimierung der Beschleunigereinstellung für den FEL

Zum Anschwingen des FEL müssen die Einstellungen des Beschleunigers so optimiert werden, daß sowohl die Energieschärfe besser als 0.3% ist, als auch der Spitzenstrom mehr als 1.5 A beträgt [25]. Dazu wurden zunächst solche Parameter des normal- und des supraleitenden Teils der Injektion sowie Einstellungen der Quadrupole vor und im Bogen vor dem Hauptbeschleuniger gesucht, die am Meßplatz für die Pulslänge hinter dem ersten 180°-Bogen eine hinreichend kurze Pulslänge ergaben, wie in Abb. 5.6 zu sehen. Anschließend wurden die Einstellungen des Hauptbeschleunigers und der nachfolgenden Strahlführung bis zum Undulator so bestimmt, daß diese Pulslänge bei gleichzeitiger Kontrolle der Energieschärfe vor dem Strahlfänger am Beginn der Extraktion nach Möglichkeit unverändert bis zum Undulator des FEL und dem zweiten Meßplatz dahinter erhalten bleibt. Eine solche Messung zeigt Abb. 5.7, bei der der Designwert der Pulslänge von 2 ps erreicht werden konnte.

Da das die Auswertung der Messung stark beeinflussende Verhalten der pyroelektrischen Detektoren während der beiden Strahlzeiten, in denen die MPIs bisher eingesetzt wurden, noch nicht bekannt war, wurden die Pulslängen durchweg zu Werten zwischen 3.5 ps und 4 ps bestimmt und waren nur wenig von den gewählten Einstellungen des Beschleunigers abhängig. Die einzige signifikante Abhängigkeit bestand in der gesamten emittierten Leistung der kohärenten Übergangsstrahlung, die leicht in der Nullstellung des Interferometers gemessen werden konnte. Dieser Meßwert, der ständig zur Verfügung stand, wurde daher hauptsächlich als Parameter verwendet, um die Beschleunigereinstellung zu optimieren. Eine Messung der Autokorrelation durch Verfahren eines Interferometerarmes dauerte hingegen ungefähr 5 Minuten und wurde nur gelegentlich durchgeführt, um festzustellen, ob die Emission der kohärenten Strahlung oder nur der Untergrund durch Änderungen der Einstellung erhöht worden war.

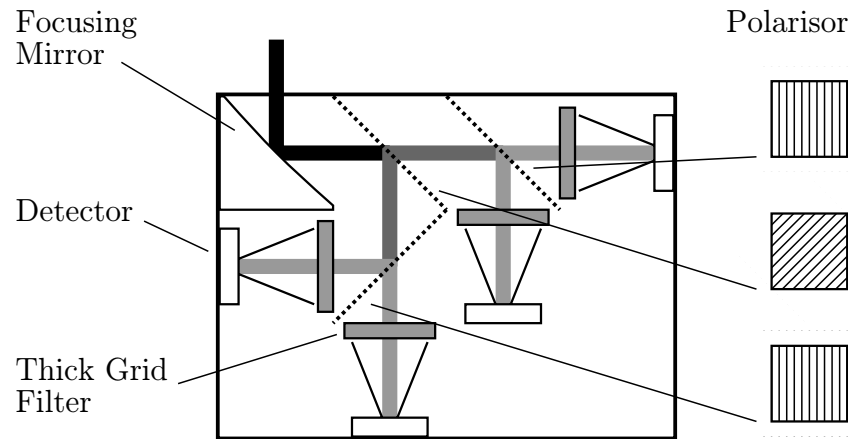


**Abb. 5.8:** Pulslänge in Abhängigkeit von der Einstellung des Injektorbogens. Die Halbwertsbreiten der rekonstruierten Pulsformen bei verschiedenen isochronen und nicht-isochronen Einstellungen des I1-Bogens sind als ausgefüllte Kreise in Abhängigkeit vom  $r_{56}$ -Element der Transportmatrix dargestellt.

Eine systematische Änderung der Einstellungen des Beschleunigers bei gleichzeitiger Messung der Pulslänge wurde durchgeführt, um den optimalen Wert für die Isochronizität des ersten  $180^\circ$ -Bogens zu bestimmen. Entgegen des ursprünglichen Konzeptes einer isochronen Strahlführung durch die  $180^\circ$ -Bögen zeigte es sich, daß mit einer durch den Injektorbeschleuniger erzeugten Korrelation im longitudinalen Phasenraum und anschließender Kompression im ersten  $180^\circ$ -Bogen die Pulslänge verkürzt werden konnte. Abb. 5.8 zeigt die Pulslängen bei verschiedenen Werten des  $r_{56}$ -Elementes der Transportmatrix des Bogens mit der kürzesten Pulslänge bei 1 mm/% longitudinaler Dispersion. Eine Anpassung der longitudinalen Strahlmatrix [108] an die gemessenen Werte ergibt eine Halbwertsbreite für die Pulslänge und die Energieschärfe hinter dem Injektor von 3.5 ps und 230 keV mit einer Korrelation von -0.9.

## 5.5 Schnelles Spektrometer

Die beiden zur Optimierung der Beschleunigereinstellung für kurze Pulse verwendeten Verfahren haben entweder den Nachteil, wie bei der Messung der Autokorrelation keinen Meßwert zu liefern, der ständig zur Verfügung steht, oder wie beim Optimieren mit der integralen spektralen Intensität keine Trennung des Untergrundes und keine spektrale Information zu geben. Beide Aspekte können berücksichtigt werden, wenn ein Aufbau wie in Abb. 5.9 realisiert wird, der ohne Verwendung mechanisch bewegter Teile eine schnelle Messung ermöglicht, und gleichwohl eine sehr grobe Darstellung des Spektrums liefert. Dazu wird die von dem Target emittierte Übergangsstrahlung über mehrere Gitterpolarisatoren in vier Teilstrahlen gleicher Intensität aufgespalten, die nach dem Passieren



**Abb. 5.9:** Schnelles Spektrometer für Übergangsstrahlung. Die Strahlung vom Target wird an dem kollimierenden Spiegel reflektiert und auf die Detektoren fokussiert. Dazu wird die Strahlung durch einen 45°- und zwei 90°-Gitterpolarisatoren zu gleichen Teilen den Detektoren zugeführt. Vor den Detektoren sind 4 verschiedene *thick grid filters* angebracht, die die spektrale Verteilung der Strahlung zugänglich machen.

jeweils verschiedener spektraler Filter von Detektoren gemessen werden. Einer der Filter sollte die kohärente Strahlung vollständig blockieren, um einen Referenzwert für den Untergrund zu erhalten. Aus den mit den drei restlichen Filtern gewonnenen Daten kann dann die spektrale Verteilung an den drei durch die Abschneidewellenzahlen der einzelnen Filter festgelegten Punkten bestimmt werden, womit zumindest ein Wert für die Pulslänge berechnet werden kann. Diese Berechnung kann sofort erfolgen, da dazu nur eine Matrixmultiplikation erforderlich ist. Durch eine kurze Meßdauer von nur einigen Sekunden wäre dieses Verfahren überdies unempfindlich gegenüber langsamen Änderungen im Strahlstrom oder der integralen Intensität der kohärenten Übergangsstrahlung.

Eine für den Elektronenstrahl zerstörungsfreie Messung kann erreicht werden, indem ein *diffraction radiation screen* verwendet wird, der einem gewöhnlichen Target zur Erzeugung von Übergangsstrahlung entspricht, nur wird an der Stelle, an der der Elektronenstrahl die Folie passieren würde, ein Loch in der Folie gelassen. Entsprechend Gl. (3.25) ergibt sich jetzt nur der gegenteilige Fall einer oberen Abschneidewellenzahl im Spektrum. Wenn die Aussparung im Target der transversalen Größe des Elektronenstrahls entspricht, dann ist diese obere Grenzwellenzahl gleich der Wellenzahl, die aufgrund der transversalen Ausdehnung des Strahls das Spektrum zu großen Wellenzahlen begrenzt. Wenn die Aussparung größer ist, dann liegt die Pulslänge, die noch zuverlässig gemessen werden kann, bei  $\sigma_{\text{RMS}} = r_{\text{Loch}} \sin \theta_{\text{op}}$ . Für eine Raumwinkelakzeptanz von  $\theta_{\text{op}} = 180 \text{ mrad}$  kann das Loch im Target bis zu 6 mm Durchmesser haben, um Pulslängen von 2 ps oder länger messen zu können.

## Kapitel 6

# Elektro–optische Pulslängenmessung

Die Entwicklung von Verfahren zur Erzeugung und zum Nachweis elektrischer Pulse von sub–Pikosekunden Dauer mit nur wenigen Schwingungsperioden durch optische Gleichrichtung von fs–Laserpulsen in geeigneten elektro–optischen Kristallen [109] oder photoleitenden Antennenstrukturen [110] eröffnet die Möglichkeit, die Feldstärke von elektromagnetischen Wellen von DC bis zu Frequenzen von 37 THz [111] zu messen. Dazu wird das Licht des fs–Lasers in einen *pump*–Strahl hoher Intensität, der zur Erzeugung der als THz–Strahlung bezeichneten elektromagnetischen Welle verwendet wird, und einen *probe*–Strahl, der zum Nachweis dieser Strahlung in einem Feldsensor dient, aufgespalten. Als Vorteil einer solchen THz–Spektroskopie genannten Messung ergibt sich gegenüber konventionellen spektroskopischen Methoden, die nur die Lichtintensität spektral aufgelöst nachweisen, daß durch das Abtasten der Feldstärke im Zeitbereich nicht nur die Amplitude, sondern auch die Phase des zugehörigen Pulsspektrums gemessen werden kann.

Solche Verfahren bieten sich daher an, die auf verschiedene Art und Weise von Elektronenbeschleunigern erzeugten Quellen kohärenter Strahlung mit Frequenzanteilen bis THz direkt im Zeitbereich mit einer Auflösung von sub–Pikosekunden zu untersuchen. Derartige Messungen zur Strahldiagnose wurden mit kohärenter Übergangsstrahlung [112], dem direkten Nachweis des Coulombfeldes der Elektronenpulse [27], Wakefeldern [28] und der FIR–Strahlung eines FEL [113] durchgeführt, wobei die letztgenannte die einzelnen Perioden des Lichtpulses der Wellenlänge  $150\text{ }\mu\text{m}$  auflösen konnte.

Die Erzeugung von Übergangsstrahlung und der direkte Nachweis des Coulombfeldes der Ladungsverteilung sind am besten geeignet, die longitudinale Struktur eines Elektronenbunches zu bestimmen, da beide Felder innerhalb gewisser Auflösungsgrenzen ein zeitliches Abbild der Ladungsverteilung darstellen. Die jeweiligen Feldstärken unterscheiden sich nur wenig, wenn die emittierte Übergangsstrahlung auf den weiter unten beschriebenen elektro–optischen Feldsensor fokussiert wird. Die transversale Verteilung der Feldstärke entspricht dann der in Kap. 3.2 beschriebenen effektiven Feldverteilung des Coulombfeldes am Target, wenn Abstände des Feldsensors vom Elektronenstrahl betrachtet werden, die größer als die Pulslänge sind.

Die transversale Komponente des Coulombfeldes einer solchen sich mit relativistischer Geschwindigkeit  $v \approx c$  bewegendem Ladungsverteilung  $I(t)$  im Abstand  $b$  von der Strahlachse

ergibt sich durch Überlagerung der Felder aller Elektronen zu [49]

$$E_{\perp}(b, t) = \frac{cZ_0}{4\pi} \int \frac{\gamma b I(t') dt'}{[b^2 + \gamma^2(vt + ct')^2]^{3/2}}. \quad (6.1)$$

Durch die longitudinale Ausdehnung des Feldes eines Teilchens von  $\tau = b/\gamma c$  wird die Gesamtverteilung auf dieser Zeitskala gemittelt. Dieses Feld kann angenähert werden durch [26]

$$\overline{E}_{\perp}(b, t) = \frac{Z_0}{2\pi b} \overline{I}(t), \quad (6.2)$$

wobei  $\overline{I}(t)$  den auf der Zeitskala  $\tau$  gemittelten Strom darstellt. Diese Zeit  $\tau$  stellt damit auch die maximal erreichbare Zeitauflösung bei dem Verfahren der direkten Feldmessung dar.

Bei einer Elektronenenergie nach dem Injektor des S-DALINAC von 10 MeV ergibt das für einen Abstand des Kristalls von 5 mm vom Elektronenstrahl eine Zeitauflösung von 750 fs. Bei einem transversal ausgedehnten Strahlprofil wächst die Feldstärke bei kleiner werdendem Abstand  $b$  nur bis zum Rand des Strahlprofils an, innerhalb des Strahls ist sie aufgrund der destruktiven Überlagerung der Coulombfelder aller Elektronen stark unterdrückt. Für den Spitzenstrom des S-DALINAC von 2.7 A ergibt sich eine maximale Feldstärke von  $E_{\max} = 300$  V/cm. Diese Feldstärke liegt weit oberhalb veröffentlichter Nachweisgrenzen von 1 V/cm [114] mit einem elektro-optischen Feldsensor. Allerdings können beide Fälle nicht direkt verglichen werden, da der in der THz-Spektroskopie übliche Nachweis der entsprechenden Signale mit einem Lock-In Verstärker bei einem Beschleuniger als Quelle der THz-Strahlung aufgrund der Tatsache nicht möglich ist, daß hierbei die Zeitstruktur von Beschleuniger und fs-Laser nicht auf natürliche Weise synchronisiert sind und im allgemeinen auch unterschiedliche Frequenzen aufweisen.

Als Feldsensor für die Elektronenstrahldiagnose bieten sich vor allem elektro-optische Kristalle an, da sie gegenüber photoleitenden Antennen eine wesentlich größere Bandbreite gleicher spektraler Empfindlichkeit aufweisen, die nur durch die Lage der ersten Phononenresonanz im jeweiligen Kristall nach oben begrenzt ist. Bei ZnTe beträgt sie beispielsweise 5.3 THz [115].

Der Nachweis von THz-Strahlen in einem elektro-optischen Feldsensor beruht auf dem Pockels-Effekt, der deshalb im nächsten Abschnitt behandelt wird. Anschließend wird der zum Nachweis der Strahlung benötigte optische Aufbau anhand der THz-Spektroskopie erläutert, da bis auf die Erzeugung der Strahlung das Meßverfahren zu dem an einem Beschleuniger eingesetzten weitgehend ähnlich ist. Voraussetzung für die Messung ist, daß der zeitliche Überlapp zwischen dem fs-Laserpuls und dem ps-Elektronenstrahlbunch wesentlich kürzer ist als letzterer. Im nachfolgenden Kapitel wird der eingesetzte fs-Laser und seine Synchronisation mit dem S-DALINAC sowie das an diesem Beschleuniger aufgebaute Experiment zur elektro-optischen Pulslängenmessung behandelt. Das Kapitel schließt

mit einer Beschreibung des am TTF–Beschleuniger im Aufbau befindlichen Experiments zur Messung einzelner Elektronenpulse.

## 6.1 Pockels–Effekt

Der elektro–optische oder Pockels–Effekt ist ein nichtlinearer Effekt zweiter Ordnung, bei dem die Polarisationswelle über den elektro–optischen Tensor  $r_{ij,k}$  mit dem Produkt aus den optischen Feldkomponenten  $E_{\text{op}}$  und einem statischen oder sich gegen das optische Feld nur langsam ändernden elektrischen Feld  $E$  verknüpft ist. Die so durch das elektrische Feld induzierte Doppelbrechung wird durch einen richtungsabhängigen Brechungsindex  $n_i$  für das optische Feld beschrieben, der durch  $n_i S_{ij} n_j = 1$  bestimmt ist. Die Matrix  $S_{ij}$  ist für den Pockels–Effekt

$$S_{ij} = \left( \frac{1}{n_0^2} \right)_{ij} + r_{ij,k} E_k \quad (6.3)$$

mit dem Brechungsindex  $n_0$  ohne angelegtes Feld. Bei einem kubischen Kristall wie ZnTe mit der Punktgruppe  $\bar{4}3m$  bleiben aus Symmetriegründen nur wenige Koeffizienten des Tensors  $r_{ij,k}$  übrig, die als  $r_{41} = r_{ij,k}$  mit  $i \neq j \neq k$  bezeichnet werden. Für ZnTe ist  $r_{41} = 4.04 \text{ pm/V}$  und  $n_0 = 2.853$  bei einer Wellenlänge des optischen Feldes von 800 nm. Die Gleichung für den Brechungsindex reduziert sich damit auf

$$\frac{n_1^2 + n_2^2 + n_3^2}{n_0^2} + 2r_{41} (n_1 E_2 n_3 + n_2 E_3 n_1 + n_3 E_1 n_2) = 1. \quad (6.4)$$

Liegt das elektrische Feld in  $\langle 001 \rangle$ –Richtung an, dann sind die Hauptachsen des Indexellipsoides in  $\langle 001 \rangle$ –Richtung, in der  $n = n_0$  gilt und in die  $\langle \pm 110 \rangle$ –Richtungen, in denen  $n^{-2} = n_0^{-2} \pm r_{41} E$  ist, orientiert. Bei einem  $\langle 110 \rangle$ –Schnitt des Kristalls beträgt der Unterschied im Brechungsindex zwischen den beiden in Hauptachsenrichtung polarisierten Komponenten des optischen Feldes daher

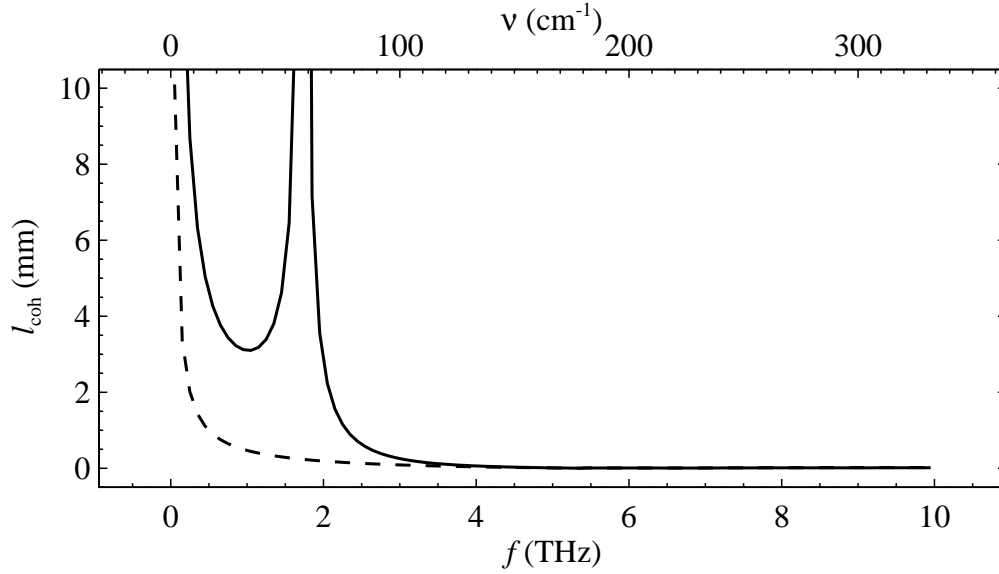
$$\Delta n = \frac{1}{2} n_0^3 r_{41} E. \quad (6.5)$$

Der Phasenunterschied zwischen diesen beiden Polarisationsrichtungen beträgt dann

$$\Delta \varphi = \frac{2\pi n_0^3 r_{41} E_{\text{vac}} l}{(1 + \sqrt{\epsilon}) \lambda} \quad (6.6)$$

mit der Länge  $l$  des Kristalls in der Einfallrichtung des optischen Feldes der Wellenlänge  $\lambda$  und mit der Dielektrizitätszahl  $\epsilon = 10.1$  von ZnTe für die THz–Frequenzen des äußeren elektrischen Feldes  $E_{\text{vac}}$  im Vakuum. Es wurde dabei bereits berücksichtigt, daß das sich gegen das optische Feld langsam verändernde elektrische Feld frei propagierende THz–Strahlung sein soll, von der gemäß dem Reflexionsgesetz nur ein Teil in den Kristall





**Abb. 6.1:** Kohärenzlänge in ZnTe für eine Laserwellenlänge von 800 nm. Die gestrichelte Kurve zeigt die Kohärenzlänge  $l_{\text{coh}}$  aus [116] für den optischen Brechungsindex  $n_{\text{opt}} = 2.85$  und die durchgezogene für den effektiven Brechungsindex  $n_{\text{eff}} = 3.22$ .

eindringen kann. Der einer einfallenden THz-Welle ausgesetzte Kristall stellt daher für das optische Feld eine in  $\langle 001 \rangle$ -Richtung orientierte Wellenplatte mit der Phasendifferenz  $\Delta\varphi$  dar. Für das oben angegebene Beispiel am S-DALINAC beträgt die maximal zu erwartende Phasendifferenz  $\Delta\varphi = 5.3 \cdot 10^{-3} l/\text{mm}$ .

Die Länge des Kristalls kann nicht beliebig groß gewählt werden, da der zeitliche Überlapp der Laserpulse mit der THz-Strahlung gewahrt bleiben muß. Die dafür maßgebliche Kohärenzlänge

$$l_{\text{coh}} = \frac{c}{2f_{\text{THz}} |n_{\text{opt}} - n_{\text{THz}}|} \quad (6.7)$$

wird über die Unterschiede in der Phasengeschwindigkeit beider Wellen definiert [116]. Um die aus der großen Differenz im Brechungsindex zwischen der Frequenz des Laserstrahls und denen des THz-Bereichs resultierende geringe Kohärenzlänge zu vergrößern, wurden zunächst Anordnungen mit einem großen Winkel zwischen beiden Strahlen verwendet [117]. Die Berücksichtigung der Dispersion bei den optischen Frequenzen des Lasers im Kristall durch die Gruppengeschwindigkeit des optischen Feldes führt zu erheblich vergrößerten Kohärenzlängen [118]. Statt des Brechungsindex  $n_{\text{opt}} = 2.85$  geht in die Berechnung der Kohärenzlänge der effektive Brechungsindex  $n_{\text{eff}} = 3.22$  ein, der sich von dem Wert 3.18 bei THz-Frequenzen nicht mehr sehr viel unterscheidet. Die mit beiden Werten berechneten Kohärenzlängen sind in Abb. 6.1 gezeigt und legen die Wahl einer Kristalllänge von 1 mm nahe, die für Frequenzen bis zu 2 THz genügend weit unterhalb der Kohärenzlänge liegt.

## 6.2 THz–Spektroskopie

Der zur Erzeugung und Detektion von THz–Strahlung mittels eines elektro–optischen Kristalls im allgemeinen verwendete optische Aufbau ist in Abb. 6.2 dargestellt. Die durch Bestrahlen einer Emitterantenne oder eines elektro–optischen Kristalls mit dem horizontal polarisierten *fs–pump*–Laserstrahl erzeugte horizontal polarisierte THz–Welle trifft lotrecht auf den ZnTe–Kristall und induziert darin eine Doppelbrechung mit dem außerordentlichen Brechungsindex in vertikaler und dem ordentlichen in horizontaler Richtung. Um die zugehörige Phasendifferenz zu messen, wird der *probe*–Laserstrahl unter  $45^\circ$  zur Vertikalen polarisiert, so daß er durch die Doppelbrechung im ZnTe–Kristall elliptisch polarisiert wird. In einer Anordnung mit einem zum Polarisator gekreuzten Analysator würde ein dahinter stehender Detektor zwar ein untergrundfreies Signal erzeugen, gleichzeitig aber durch die Messung nur eines einzigen Intensitätssignals keine Information über das Vorzeichen der Phasendifferenz und damit auch das der Feldstärke der THz–Strahlung liefern.

Mit einer als Kompensator hinter den ZnTe–Kristall auf  $45^\circ$  gestellten  $\lambda/4$ –Wellenplatte bleibt die ursprüngliche  $45^\circ$ –Polarisation unverändert, der von der THz–Strahlung induzierte kleine zirkular polarisierte Anteil wird hingegen linear polarisiert, so daß er nach der Aufteilung in dem Wollaston–Prisma zu unterschiedlich großen Intensitäten an den beiden Detektoren führt. Die Differenz beider Signale enthält daher das Vorzeichen der Feldstärke der THz–Strahlung. Eine Berechnung mit den in Anh. A.3 gegebenen Matrizen ergibt für die Asymmetrie der beiden Detektorsignale, also dem Verhältnis von Differenz– zu Summensignal,

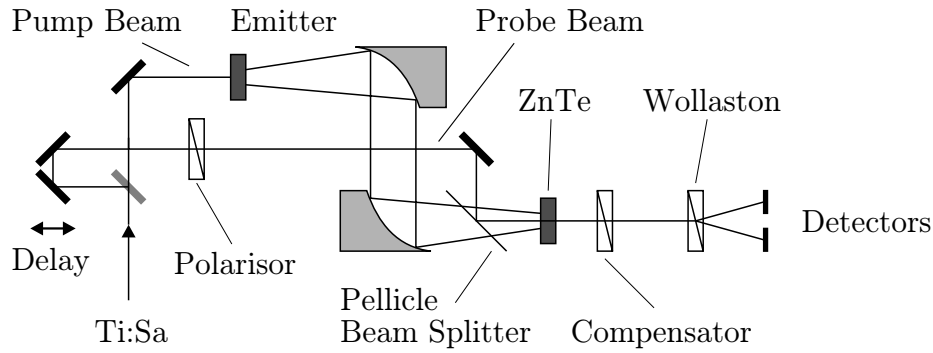
$$\frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2} = \sin \Delta\varphi. \quad (6.8)$$

Für den Aufbau ohne Kompensator beträgt das Verhältnis des Detektorsignals  $I$  zur gesamten Intensität  $I_0$

$$\frac{I}{I_0} = \sin^2 \Delta\varphi/2. \quad (6.9)$$

Eine Messung mit einem Kompensator und zwei Detektoren ergibt durch die lineare Abhängigkeit bei kleinen Phasendifferenzen  $\Delta\varphi$  wesentlich größere Signale als die Messung mit nur einem Detektor.

Die Bestimmung der THz–Pulsform erfolgt durch Variation der optischen Verzögerungsstrecke, bei der nach und nach die Pulsform abgetastet wird. Für eine gegebene Verzögerung wird mit einem Lock–In Verstärker das Differenzsignal der beiden Detektoren integriert, das durch Einbringen eines mechanischen Zerhackers in den Strahlengang des *pump*–Laserstrahls moduliert wird. Mit einem derartigen Verfahren konnten erfolgreich Messungen durchgeführt werden, die Signal zu Rausch–Verhältnisse von bis zu  $10^{-7}$  hatten [117].



**Abb. 6.2:** Schematischer Aufbau zur THz-Spektroskopie. Der Laserstrahl wird in einen *pump*- und einen *probe*-Strahl aufgeteilt. Der *pump*-Strahl erzeugt im Emitter die THz-Strahlung, die auf den ZnTe-Kristall fokussiert wird. Die Polarisation des mittels Reflexion an einer dünnen Strahlteilerfolie kopropagierenden *probe*-Strahls ändert sich durch den Pockels-Effekt im Kristall. Durch eine  $\lambda/4$ -Platte als Kompensator und die Aufspaltung in die beiden linearen Polarisationsrichtungen mit einem Wollaston-Prisma wird die im Kristall induzierte Phasenverschiebung in eine Intensitätsdifferenz transformiert, die mit den beiden Detektoren gemessen wird. Mit einer variablen Verzögerung wird die THz-Pulsform mit dem *probe*-Strahl abgetastet.

Zum Nachweis der mit einem Elektronenbeschleuniger erzeugten THz-Strahlung wird der Aufbau aus Abb. 6.2 modifiziert. Anstelle des *pump*-Laserstrahls und des THz-Emitters wird als Strahlungsquelle zur Messung der Übergangsstrahlung diese auf den elektrooptischen Kristall fokussiert, bzw. wird für den direkten Nachweis des Coulombfeldes des Elektronenstrahls der Kristall mit dem *probe*-Laserstrahl in unmittelbare Nähe zum Elektronenstrahl gebracht. Ein derartiger Aufbau wird in Abschn. 6.5 beschrieben.

## 6.3 Methoden zur Pulsabtastung

Die natürliche Synchronisation zwischen der THz-Strahlung und dem *probe*-Laserstrahl in der THz-Spektroskopie, wo für den zeitlichen Überlapp zwischen beiden Pulsen nur die entsprechenden Weglängen abgeglichen werden müssen, ist bei der Erzeugung von THz-Strahlung durch einen Elektronenbeschleuniger nicht gegeben. Um dennoch einen zeitlichen Überlapp zwischen den beiden Pulsquellen, dem Ti:Saphir-Laser und dem Beschleuniger zu erhalten und aus den daraus gewonnenen Korrelationssignalen des elektrooptischen Feldsensors die Elektronenpulsform zu bestimmen, können zwei verschiedene Verfahren angewendet werden. Bei der synchronisierten Abtastung wird der Ti:Saphir-Puls systematisch in der Zeit über die Pulsform des Beschleunigers geschoben, während bei dem *differential optical gating* oder kurz DOG genannten Verfahren an zufälligen Stellen in der Pulsform deren Amplitude und ihre Ableitung gemessen werden, woraus dann die zugrundeliegende Pulsform rekonstruiert werden kann.

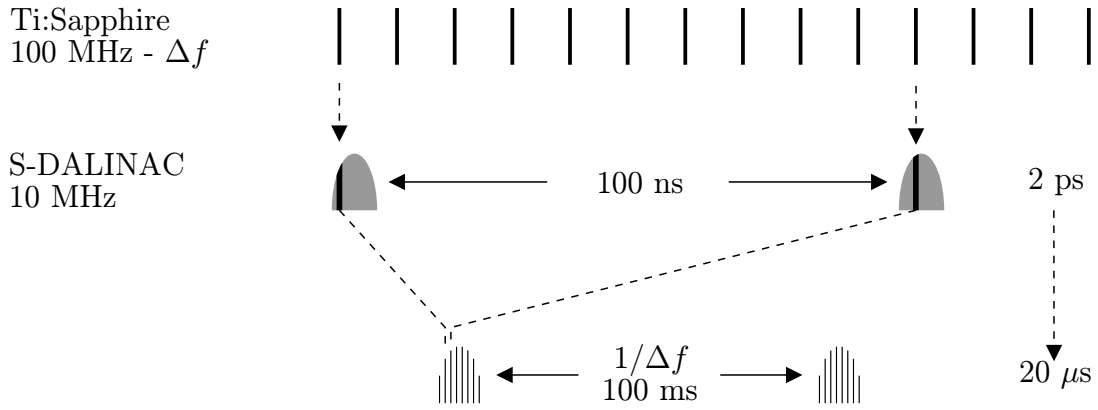
### 6.3.1 Synchronisierte Abtastung

Die Voraussetzung für eine Synchronisation von Ti:Saphir-Laser und dem Beschleuniger ist, daß beide Wiederholfrequenzen ein ganzzahliges Verhältnis zueinander haben. Je nach Größe der Wiederholrate der Elektronenpakete, die bei RF-Beschleunigern zwischen wenigen MHz und einigen GHz betragen kann, muß für den Ti:Saphir-Laser eine Frequenz zwischen 70 und 130 MHz gewählt werden, die dann entweder ein Vielfaches oder ein Teiler der Beschleunigerfrequenz ist. Je nach Frequenzverhältnis bleibt dann aber entweder ein Teil der Laserpulse oder der Elektronenpakete ungenutzt, da sie mit keinem Puls der jeweils anderen Quelle zeitlich zusammentreffen können. Die Wiederholrate des Ti:Saphir-Lasers wird durch die Länge seines Resonators vorgegeben und kann für Frequenzen innerhalb des oben angegebenen Bereichs ausgelegt werden. Der jeweilige Laser kann dann, wenn es überhaupt vorgesehen ist, nur innerhalb weniger MHz in der Frequenz verändert werden.

Wird der Ti:Saphir-Laser durch eine weiter unten beschriebene Regelung der Resonatorlänge mit der Frequenz des Beschleunigers synchronisiert, ist zunächst die Phasenlage zwischen beiden Systemen unbestimmt. Für einen zeitlichen Überlapp von fs-Laserpuls und ps-Elektronenstrahl muß deren Phasendifferenz variiert werden, bis durch ein Korrelationssignal des Elektro-optischen Sensors der Überlapp zwischen beiden erreicht ist. Die Periodendauer, in welcher der Überlapp auftreten wird, ist dabei durch den kleineren der beiden Pulsabstände bestimmt. Die Phasendifferenz kann verändert werden, indem entweder die relative Phase des Referenzsignals für die Regelung verändert wird, oder indem die Strahlung des Lasers durch eine Verzögerungsstrecke geleitet wird. Ist die Frequenz des Beschleunigers kleiner als die Laserfrequenz, dann muß eine der Resonatorlänge entsprechende Verzögerungsstrecke aufgebaut sein. Bei dem am S-DALINAC verwendeten Laser mit einer Frequenz von 100 MHz wäre das eine Strecke von 1.5 m Länge gewesen.

Stattdessen wurde die Synchronisation so aufgebaut, daß die Phasendifferenz mit einstellbarer Geschwindigkeit elektronisch verändert wird, indem die Synchronisation auf einer um  $\Delta f$  von der Sollfrequenz abweichenden Frequenz erfolgt. Das resultierende Schema der Pulsformabtastung ist in Abb. 6.3 dargestellt. Bei einer Synchronisationsfrequenz, die um  $\Delta f = 10$  Hz kleiner ist als die Sollfrequenz, verschiebt sich die relative Lage von Laser- und Elektronenpuls bei der FEL-Zeitstruktur von 10 MHz um 10 fs bei jedem nachfolgenden Elektronenpuls. Das Korrelationssignal setzt sich dann auf einer um den Faktor  $100 \text{ MHz} / \Delta f = 10^7$  langsameren Zeitskala wieder zur ursprünglichen Pulsform zusammen. Aus den ursprünglichen 2 ps langen Elektronenpulsen werden dann 20  $\mu\text{s}$  lange, die sich mit 10 Hz wiederholen und aus je 200 Meßpunkten bestehen. Dementsprechend langsam muß dann nur die Elektronik des Detektors für den Laserstrahl im elektro-optischen Meßaufbau ausgelegt werden.

Ein solches schnelles Abtastverfahren ist weniger empfindlich auf den bei einer Synchronisation verbleibenden Jitter, als wenn eine wesentlich langsamer variierbare optische



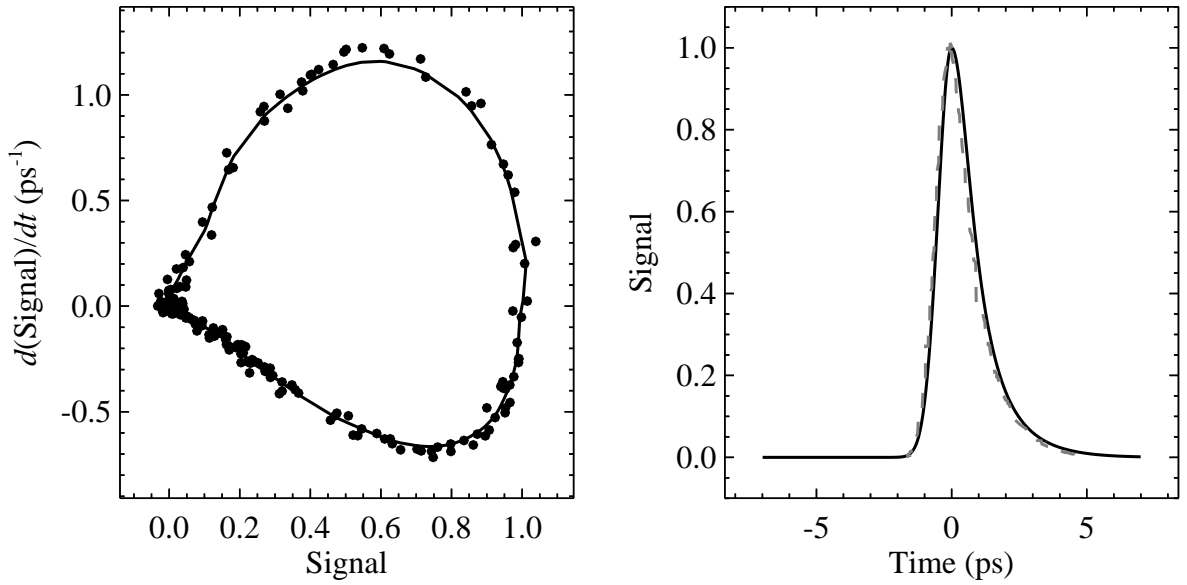
**Abb. 6.3:** Abtastverfahren mit Differenzfrequenz. Die Wiederholfrequenz der 100 fs langen Pulse des Ti:Saphir-Lasers von 100 MHz ist gegen die FEL-Frequenz von 10 MHz um  $\Delta f$  verringert, so daß jeder 10te nachfolgende Laserpuls den zeitlichen Überlapp mit dem 2 ps langen Puls des S-DALINAC zu einem späteren Zeitpunkt hat. Ein Korrelationssignal zwischen den beiden Pulsquellen setzt sich auf einer um den Faktor  $100 \text{ MHz}/\Delta f$  verlängerten Zeitskala wieder zur Pulsform des Beschleunigers zusammen. Bei  $\Delta f = 10 \text{ Hz}$  besteht diese Pulsform aus 200 Meßpunkten und hat eine Länge von  $8 \mu\text{s}$  bei einer Wiederholfrequenz von 10 Hz.

Verzögerungsstrecke verwendet wird, da sich der Jitter mit der vierten Potenz der betrachteten Bandbreite reduziert [119]. Ein Jitter von vielen 100 fs bei Frequenzen bis 1 kHz wird auf einer kürzeren Zeitskala auf weniger als 100 fs reduziert [27] und ist damit wesentlich kürzer als die Elektronenpulslänge.

### 6.3.2 Differential Optical Gating

Die Begrenzung der Zeitauflösung bei einer Korrelationsmessung des Elektronenstrahls mit dem Ti:Saphir-Laser durch den zeitlichen Jitter zwischen beiden bei keiner oder nur unzureichender Synchronisation kann umgangen werden, wenn die Zeitinformation des Elektronenpulses indirekt gemessen wird. Bei dem DOG-Verfahren [120] wird dazu der Ti:Saphir-Laserstrahl in zwei gleiche Teilstrahlen aufgespalten und mit einem zeitlichen Abstand  $\Delta t$ , der klein ist gegen die zu messende Pulslänge, von beiden Teilpulsen die Korrelation mit dem Elektronenstrahlpuls getrennt gemessen. Die Position innerhalb der Pulsform, bei der jede einzelne Messung stattfindet, braucht nicht bekannt zu sein. Wenn die Pulslänge des Lasers kürzer ist als der Abstand  $\Delta t$  der Teilpulse und der zu bestimmenden Pulsform des Elektronenstrahls, dann ergibt der Mittelwert aus beiden Meßwerten die Pulshöhe und die Differenz beider die Ableitung der Pulsform an der zunächst unbekannten Position.

In Abbildung 6.4 ist eine Simulation mit 200 Meßwerten gezeigt. Die jeweilige Amplitude



**Abb. 6.4:** Simulation des *Differential Optical Gating* (DOG). Von der im rechten Teilbild durchgezogen dargestellten Pulsform werden die im linken gezeigten Datenpunkte als Wertepaare von der Pulshöhe und ihrer jeweiligen Ableitung gebildet und mit einer kleinen Streuung versehen. Die durchgezogene gemittelte Verteilung der Datenpunkte wird gemäß Gl. (6.10) integriert und ergibt die grau gestrichelte Kurve im rechten Teilbild.

und die Ableitung werden an zufällig ausgewählten Positionen der im rechten Teilbild dargestellten Pulsform gebildet. Das linke Teilbild gibt die Abhängigkeit der Ableitung  $dI/dt = I'(I)$  von der Pulshöhe  $I$  wieder. Durch eine Integration über das Inverse von  $I'$  kann die Zeitkoordinate bestimmt werden

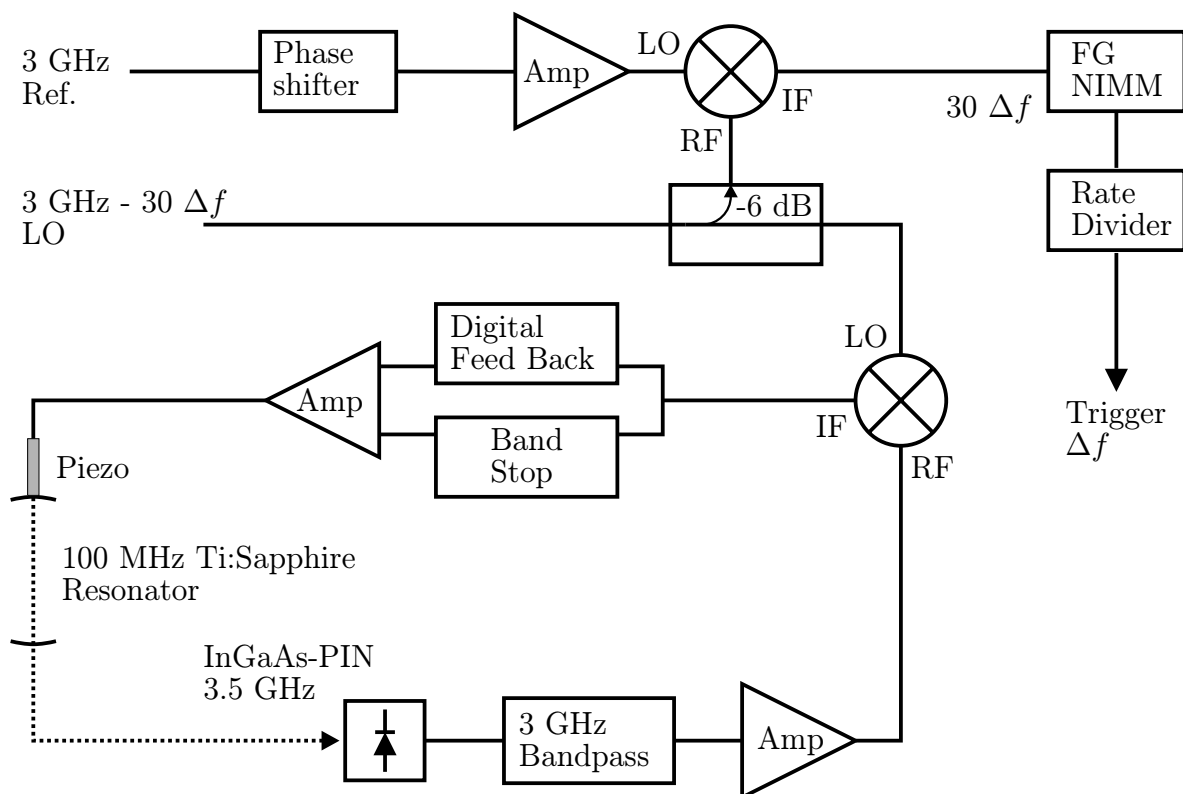
$$T(I_0) = \int_0^{I_0} \frac{dI}{I'(I)}. \quad (6.10)$$

Die Bereiche positiver und negativer Steigung  $I'$  müssen getrennt integriert werden. Gekennzeichnet werden muß das Maximum der Pulsform, da dort die Ableitung verschwindet und damit der Nenner des Integranden divergiert. Zur Rekonstruktion der Pulsform werden die mit einer kleinen Streuung versehenen Datenpunkte gemittelt, um die in der Abbildung dargestellte durchgezogene Kurve zu erhalten, deren Integration die im rechten Teilbild gestrichelt gezeigte Pulsform ergibt. Die beiden Flanken stimmen gut mit der ursprünglichen überein. Durch das notwendige Aufspalten der Integration besteht eine gewisse Unsicherheit, wie die beiden Pulsflanken im Maximum der Pulsform zusammenzufügen sind.

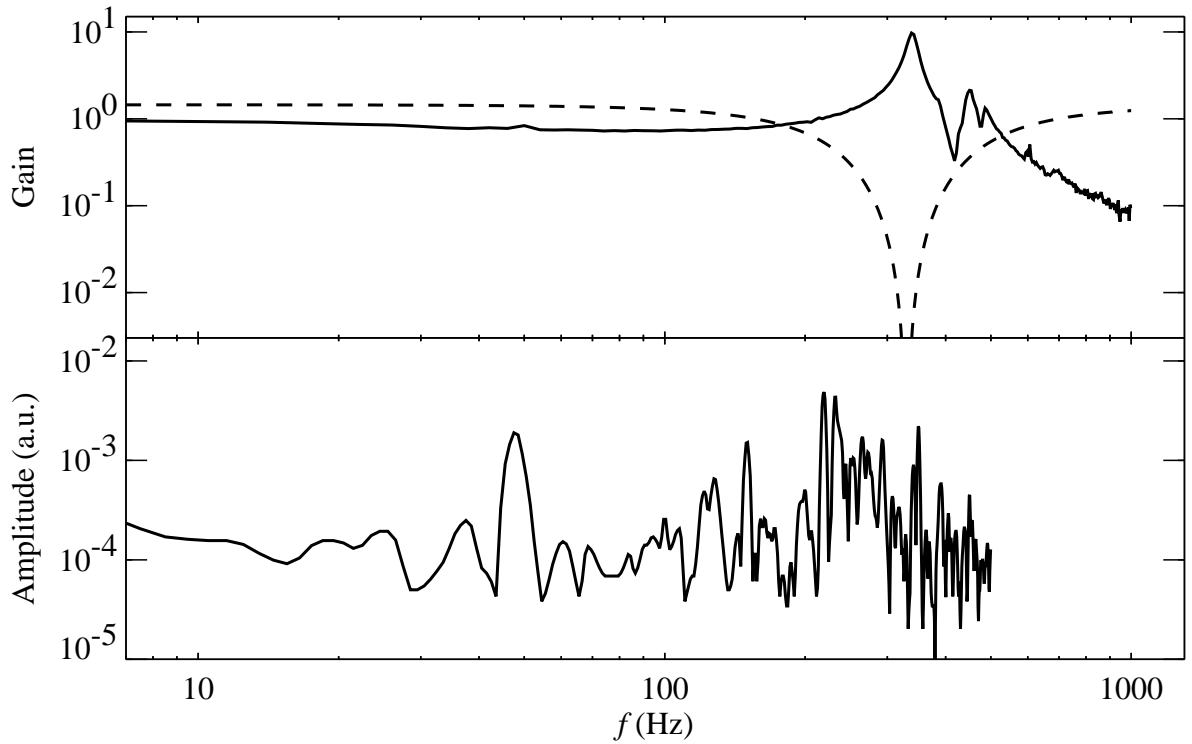
Die Grenzen des Verfahrens liegen bei Pulsformen, die mehr als ein Maximum aufweisen, da dann im  $I'-I$  Diagramm Schleifen auftreten, die zu Uneindeutigkeiten bei der Rekonstruktion führen können.

## 6.4 Synchronisation des Ti:Saphir-Lasers

Der für die Experimente eingesetzte NJA-4 Ti:Saphir-Laser von Clark-MXR lieferte bei einer cw-Pumpleistung von 2 W bis 5 W aus einem 5 W Verdi von Coherent eine mittlere ausgekoppelte Leistung von 100 mW bis 600 mW bei einer zentralen Wellenlänge von 800 nm, Pulsdauern von 60 fs bis 110 fs und einer Pulswiederholfrequenz von etwa 100 MHz, die annähernd dem 10-fachen der FEL-Zeitstruktur entsprach. Eine Regelung der Resonatorlänge bzw. der Umlauffrequenz war herstellerseitig nicht vorgesehen, konnte aber durch Modifikation am Resonatoraufbau erzielt werden. Die Befestigung des Auskoppelspiegels auf einen Verschiebetisch ermöglichte eine Einstellung der Umlauffrequenz auf einige 100 Hz genau. Für die Synchronisation wurde ausgenutzt, daß der zweite Endspiegel bereits an einem Niedervolt-Piezo-Translator befestigt war, um ursprünglich die Modenkopplung zu induzieren. Da dieser Piezo-Translator neben der longitudinalen Verschiebung auch eine Verkipfung des Spiegels bewirkte, war der Bereich, der ohne Störung des Modenkoppelns für die Regelung zur Verfügung stand, auf eine Spannung von  $\pm 15$  V und damit einer Änderung der Umlauffrequenz von Maximal  $\pm 1$  kHz eingeschränkt.



**Abb. 6.5:** Schematische Darstellung der Frequenzregelung des Ti:Saphir-Lasers. Zur Erläuterung siehe Text.

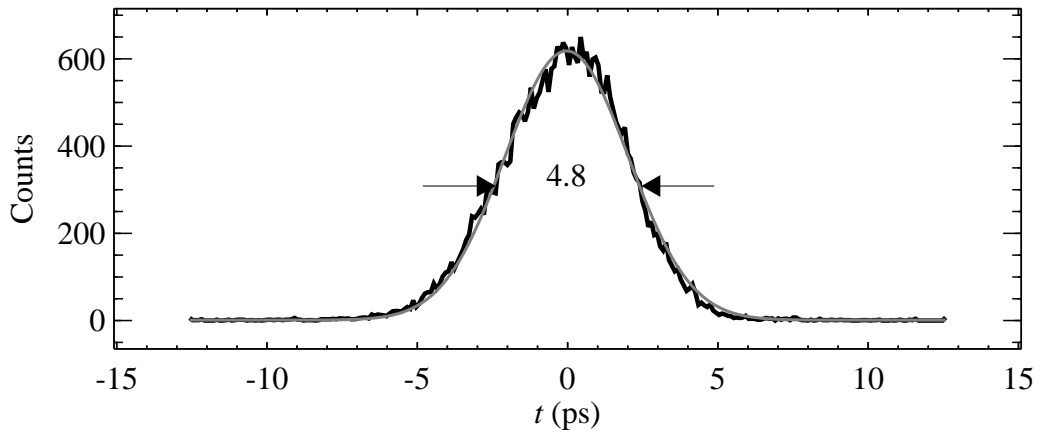


**Abb. 6.6:** Übertragungsfunktionen und Fehlersignalspektrum der Längenregelung des Ti:Saphir-Laserresonators. Das obere Teilbild zeigt die Übertragungsfunktionen des Piezo-Translators als durchgezogene Linie und der Bandsperre als gestrichelte. Das untere Teilbild stellt das Spektrum des Fehlersignals der Regelschleife dar.

Der Regelkreis für die Frequenz des Ti:Saphir-Lasers ist in Abb. 6.5 schematisch dargestellt. Er ermöglicht es, mit einem Oszillator (HP 8341B) die Frequenz des Lasers auf eine beliebige Differenz  $\Delta f$  zur Frequenz des Beschleunigers einzustellen. Um eine höhere Frequenzstabilität zu erzielen, wurde nicht die Grundfrequenz des Lasers zur Regelung verwendet [121], sondern ein Vielfaches dieser Frequenz [122]. Dazu wurde vom Masteroszillator des S-DALINAC (HP 8671B) das 3 GHz-Signal (3 GHz Ref.) in das optische Labor übertragen. Dieses Referenzsignal wurde in einem Mischer mit der Frequenz des Labor-Oszillators (3 GHz LO) verglichen, um das Signal der Differenzfrequenz als Trigger für das Experiment zu generieren. Durch die Regelung mit der 30ten Harmonischen von 100 MHz war die Differenzfrequenz aus dem IF-Ausgang des Mixers noch die 30-fache der Frequenz  $\Delta f$ , mit der die Korrelationssignale des elektro-optischen Experiments erwartet wurden, weshalb die Frequenz des Mischersignals mit einem Funktionsgenerator und einem Rate Divider auf  $1/30$  herabgesetzt wurde.

Das lokale Referenzsignal wurde weiterhin in einem zweiten Mischer mit der 30ten Harmonischen des Lasers bei 3 GHz verglichen. Diese 30te Harmonische wurde erzeugt, indem über einen Strahlteiler ein Teil der Laserintensität auf eine InGaAs-PIN-Diode geleitet



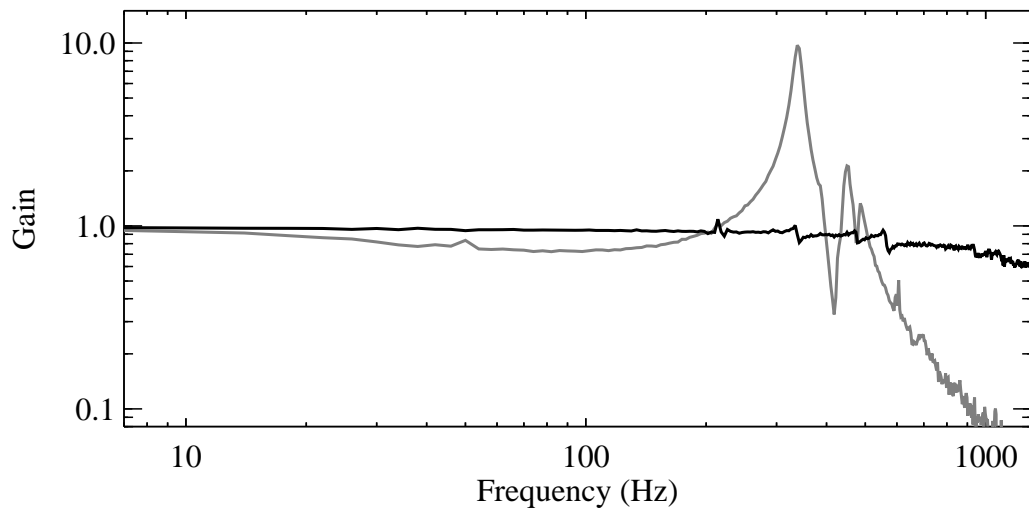


**Abb. 6.7:** Verteilung des Phasenfehlers der Längenregelung des Resonators. Die in grau eingezeichnete Kurve stellt eine Anpassung an eine Gaußfunktion mit der Halbwertsbreite von 4.8 ps dar.

wurde, die eine Grenzfrequenz von 3.5 GHz hatte. Aus dem Diodensignal wurde durch einen 3 GHz Bandpass diese Harmonische herausgefiltert, um 20 dB verstärkt und auf den RF-Eingang des betreffenden Mischers gegeben. Bei der hier verwirklichten Proportionalregelung dient das IF-Signal dieses Mischers als Fehlersignal der Regelung, welches geeignet verstärkt als Steuersignal für den Piezo-Translator verwendet wird. Dadurch wird die Länge des Resonators nicht nur so eingestellt, daß die Differenzfrequenz zwischen Laserfrequenz und Referenzfrequenz verschwindet, sondern so, daß auch die Phasendifferenz zwischen beiden einen konstanten und reproduzierbaren Wert annimmt.

Das IF-Signal mit der Differenzfrequenz zwischen Laser und Labor-Oszillator hatte typischerweise eine Amplitude von  $\pm 300$  mV, wenn der Ti:Saphir-Laser bei 300 mW Ausgangsleistung betrieben wurde. Durch den für eine Regelung verwendbaren Spannungsbereich des Piezo-Translators für den Endspiegel von 30 V wäre eine Regelverstärkung von 50 vorteilhaft gewesen, um den verwendbaren Stellweg des Piezo-Translators auszunutzen. Da der Translator jedoch eine deutliche Resonanz bei 340 Hz zeigte, konnte lediglich die ohnehin von der Piezo-Treiber-Elektronik gelieferte Verstärkung von 10 verwendet werden. Weiterhin mußte eine Bandsperre mit einstellbarer Mittenfrequenz und Dämpfungsbreite in den Regelkreis integriert werden, um die Resonanz zu unterdrücken. Mit diesem Aufbau war jedoch nur eine stabile Regelung über einige Minuten zu erreichen, da der geregelte Stellweg des Piezo-Translators von  $3\text{ }\mu\text{m}$  kleiner war als die thermisch bedingten langsamen Änderungen der Resonatorlänge. Um den Laser auch über mehrere Stunden in der Regelung zu behalten, wurde zusätzlich noch eine digitale Driftkorrektur parallel zur Bandsperre in den Regelkreis gebracht [123].

Die Ergebnisse dieser Regelung sind in der Abb. 6.6 zusammengefaßt. Die Resonanzüberhöhung von einem Faktor 10 bei 350 Hz verhinderte eine Regelung von Störfrequenzen



**Abb. 6.8:** Resonanzkurven der Piezo-Translatoren. Die graue Kurve zeigt die Übertragungsfunktion des ursprünglich verwendeten und die schwarze die des zukünftig eingesetzten.

über 300 Hz. Das Fehlersignalspektrum hat seine größten Werte in der Nähe der Resonanzfrequenz, hat aber auch bedeutende Komponenten bei den ungradzahligen Vielfachen der Netzfrequenz, die nicht vollständig aus dem Regelkreis beseitigt werden konnten. Ein über mehrere Minuten gemessenes Histogramm des Fehlersignals ist in Abb. 6.7 dargestellt. Die Abweichung von der Sollphase des Mischersignals wurde dazu in eine zeitliche Ablage des Laserpulses von der Sollposition umgerechnet. Pro Meßwert wurde  $5\ \mu\text{s}$  gemittelt. Der Jitter von fast 5 ps wird hauptsächlich durch die Resonanz des Piezo-Translators und die eingestreute Netzfrequenz bestimmt. Eine Korrelationsmessung zwischen diesem Laserstrahl und dem Elektronenstrahl, bei der die Länge des Elektronenpulses bestimmt werden soll, wäre nur möglich, wenn entweder das jitterunabhängige DOG-Verfahren angewendet wird, oder wenn es gelingt, die Pulsform in einer Zeitdauer zu bestimmen, die wesentlich kürzer ist als die den Jitter verursachenden Störungen durch die Netzfrequenz und durch mechanische Erschütterungen des Laserresonators, die nur bis zu wenigen kHz gehen.

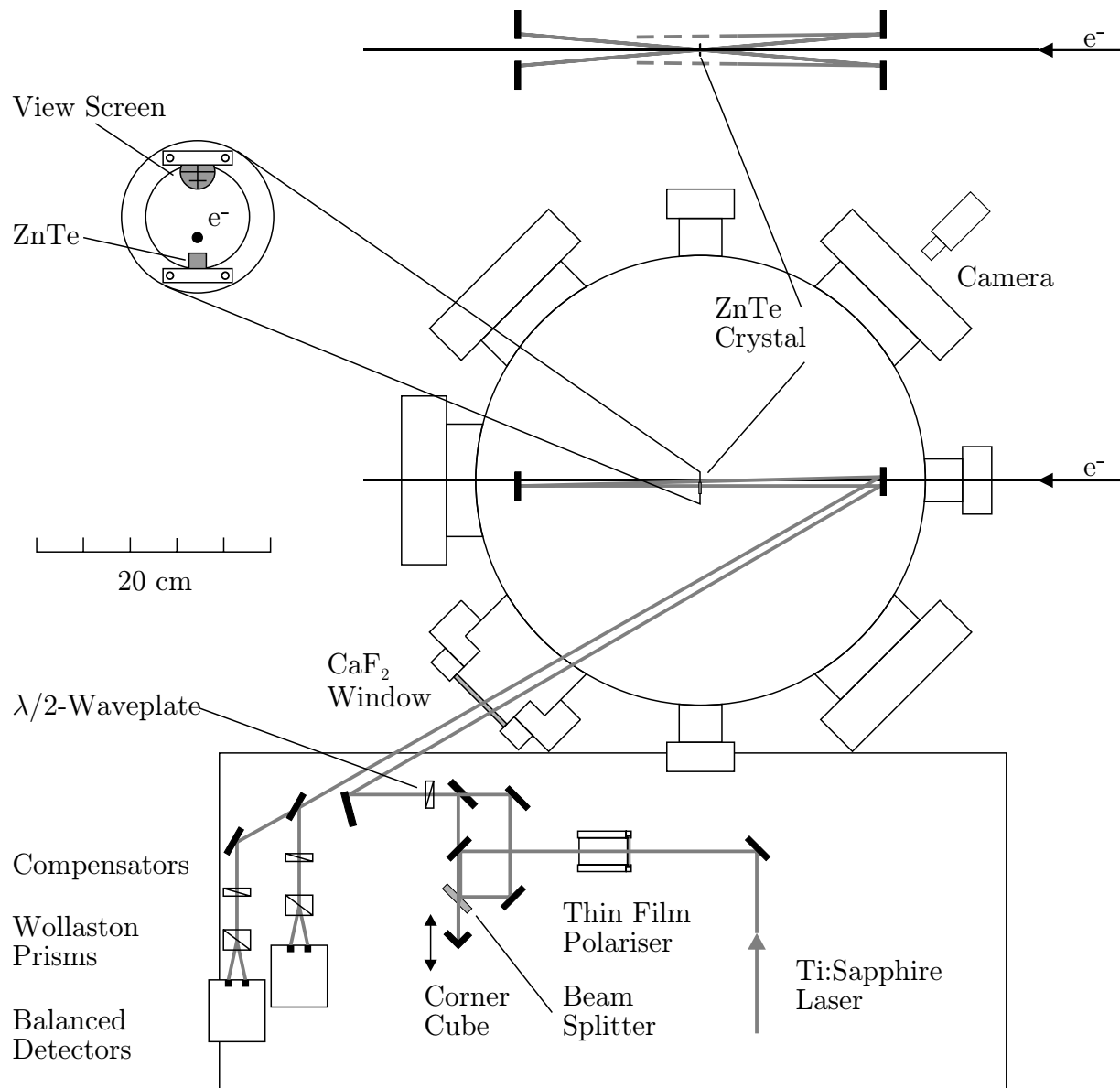
Um zukünftig nicht diesen Einschränkungen zu unterliegen, wurde inzwischen ein anderer Piezo-Translator zusammen mit einem daran befestigten wesentlich kleineren Endspiegel in den Resonator eingebaut. Die in Abb. 6.8 gezeigte Übertragungsfunktion dieses Translators wird eine Regelung bis zur Frequenz von 1 kHz ermöglichen. Überdies ist der Stellweg von  $30\ \mu\text{m}$  erheblich größer als der frühere. Es sollte dann auch eine Synchronisation auf besser als 1 ps möglich sein, wie sie bereits mit anderen Lasersystemen erzielt wurde [122].

## 6.5 Direkte Feldmessung am S-DALINAC

Zur Installation des Experiments zur direkten Messung des Coulombfeldes des Elektronenstrahles am S-DALINAC wurde der Meßplatz für Niederenergie-Channeling-Strahlung [29] hinter dem Injektor verwendet. Dort befindet sich in einer Vakuumkammer ein fernsteuerbares Goniometer, in dem der elektro-optische Kristall befestigt werden konnte, um ihn in eine beliebige Position relativ zum Elektronenstrahl zu bringen. Weiterhin ist in etwa 3 m Entfernung der eine Resonatortisch des FEL, dessen evakuiertes Transfersystem für die Laserstrahlung in das optische Labor des FEL dort beginnt, und das für dieses Experiment in umgekehrter Richtung verwendet wurde, um den Strahl des Ti:Saphir-Lasers vom FEL-Labor über 60 m zum Experimentierplatz zu leiten. Durch eine Strahlaufweitung nach dem Laser um den Faktor 6 und abschließende Verjüngung auf dem Experimentierplatz am Beschleuniger um den gleichen Faktor konnte eine Reproduzierbarkeit der Position des Laserstrahles im Experimentaufbau von deutlich unter 1 mm erreicht werden.

Der Meßplatz ist in Abb. 6.9 dargestellt. Er bestand aus den optischen Elementen zur Strahlführung, die auf einer seitlich angebrachten Platte außerhalb des Vakuums montiert waren und dem Teil der Strahlführung mit dem ZnTe-Kristall, der sich in der Vakuumkammer befand. Der Laserstrahl durchlief zunächst ein nicht in der Abbildung zu sehendes Teleskop, um den Strahldurchmesser auf 2 mm zu reduzieren und anschließend einen Dünnpolarisator, um dann in einem Strahlteiler in zwei gleich intensive Teilstrahlen aufgespalten zu werden. Der eine Teilstrahl wurde mit einem Retroreflektor in der Höhe versetzt und konnte dadurch auch in der Weglänge angepaßt werden. Mittels des Spiegels direkt vor der  $\lambda/2$ -Platte wurden beide Strahlen übereinandergelegt, um den ZnTe-Kristall mit einer über den Retroreflektor einstellbaren Zeitdifferenz zu erreichen und die Möglichkeit des *differential optical gating* zu geben. Durch Drehen der  $\lambda/2$ -Platte konnte die erforderliche Polarisierung des Lasers von  $45^\circ$  eingestellt werden.

Mit einem jeweils ober- und unterhalb der Elektronenstrahlachse in der Nähe der Kammerwand angebrachten Umlenkspiegel wurden die Teilstrahlen unter einem vertikalen Winkel von  $+5^\circ$  bzw.  $-5^\circ$  zur Elektronenstrahlachse auf den Kristall geleitet, um sich dort in einem Punkt zu treffen. Damit war gewährleistet, daß das Coulombfeld der Elektronen des Strahls sich bis zum Erreichen des Kristalls ungehindert fortbewegen kann. Der kleine Winkel des Laserstrahls zur Kristallnormalen bedeutete keine signifikante Änderung der effektiven Gruppengeschwindigkeit des Lasers und damit der Kohärenzlänge im Kristall. Das Teleskop für die Strahlverjüngung wurde so eingestellt, daß sich der Fokus des Laserstrahls mit ca. 1 mm Durchmesser auf dem Kristall befand. Die Rückführung der beiden Strahlen erfolgte über zwei an der gegenüberliegenden Seite der Kammer befindliche Spiegel, die die Strahlen am ZnTe-Kristall vorbeiführten und über die zuerst in der Kammer getroffenen Spiegel wieder durch das Vakuumfenster hinausleiteten. Am Einkoppelspiegel in die Kammer vorbei wurden dann beide Strahlen getrennt durch jeweils eine  $\lambda/4$ -Platte und ein Wollaston-Prisma auf die Detektoren geführt.

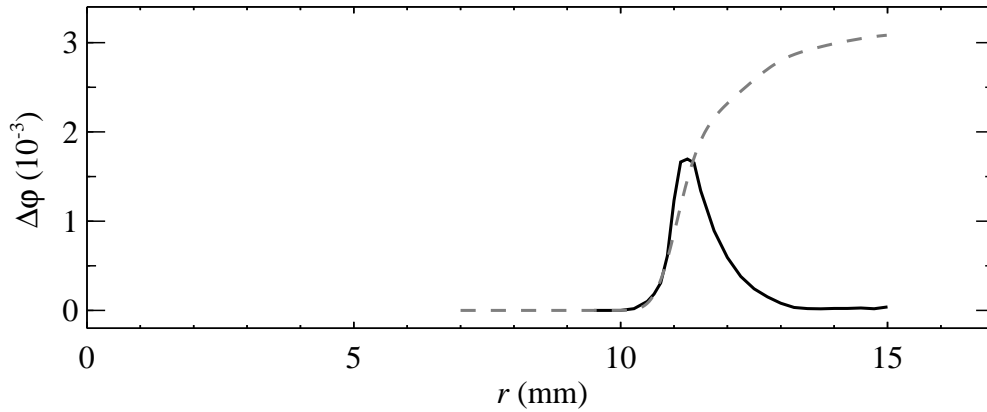


**Abb. 6.9:** Aufbau zur elektro-optischen Pulsabtastung. Aufsicht der Vakuumkammer hinter dem Injektor und der Platte für die optischen Elemente. Im oberen Teil des Bildes befindet sich eine Seitenansicht des Strahlenganges von Elektronen- und Laserstrahl. Eine Ansicht des Halteringes für den Kristall aus der Richtung des Elektronenstrahles ist vergrößert dargestellt.

In dieser Anordnung war die Position der Laserstrahlen in der Kammer festgelegt. Der  $5\text{ mm} \times 5\text{ mm}$  große und  $1\text{ mm}$  dicke Kristall war an der Innenseite eines senkrecht zur Elektronenstrahlachse stehenden Edelstahlringes mit  $30\text{ mm}$  Innendurchmesser mit einer Klammer befestigt. Da der Kristall sich horizontal neben dem Elektronenstrahl befand, mußte die  $\langle 001 \rangle$ -Achse des in der  $\langle 110 \rangle$ -Ebene geschnittenen Kristalls horizontal liegen, um parallel zum elektrischen Feldvektor des Elektronenstrahls an dieser Stelle zu sein. Der Ring war in der Öffnung des Rotationstisches des Goniometers montiert. Durch Verfahren des Goniometers konnte der Abstand des Kristalls von der Elektronenstrahlachse eingestellt werden. Mit einem in dem Ring gegenüberliegend angebrachten Leuchttarget und einer Videokamera war es möglich, die Position des Elektronenstrahls und des Laserstrahls relativ zum Kristall während des Beschleunigerbetriebs zu kontrollieren, indem mit einer Drehung des Rotationstisches um  $180^\circ$  das Leuchttarget in die Position des Kristalls gebracht wurde. Der Abstand zwischen dem Laserstrahl und dem Elektronenstrahl konnte durch die Einstellung eines Steerers für die horizontale Richtung des Elektronenstrahls vor der Kammer über den Bereich der Apertur der Kristallhalterung variiert werden.

Als Detektoren wurden Photodioden von Hamamatsu mit einer  $2\text{ mm} \times 2\text{ mm}$  großen aktiven Fläche und einer Empfindlichkeit von  $0.4\text{ A/W}$  bei  $800\text{ nm}$  Laserwellenlänge verwendet. Die Dioden wurden paarweise im Abstand von  $17\text{ mm}$  in ein Gehäuse eingebaut, um die im Wollaston-Prisma auf einen Winkel von  $20^\circ$  aufgespaltene horizontale und vertikale Polarisationsrichtung mit einer Linse der Brennweite  $50\text{ mm}$  auf die Photodioden fokussieren zu können. Eine in der hauseigenen Elektronikwerkstatt entwickelte Verstärkerschaltung war im gleichen Gehäuse integriert und hatte drei verschiedene Signalausgänge, die mit  $\Sigma_{\text{DC}}$ ,  $\Delta_{\text{DC}}$  und  $\Delta_{\text{HF}}$  bezeichnet wurden. Der erste gibt das Summensignal beider Photodioden unverstärkt aus und diente zum einen zur Kontrolle der Intensität, die auf beide Detektoren fällt, und zum anderen dazu, die mit den Differenzausgängen gemessenen Polarisationsänderungen zu kalibrieren. Der zweite Ausgang war das Differenzsignal mit Verstärkung 10, das verwendet wurde, um die Orientierung der Wellenplatten im Strahlengang so einzustellen, daß das Differenzsignal verschwindet. Diese beiden Ausgänge hatten eine Grenzfrequenz von  $1\text{ kHz}$ , da zur Einstellung der Wellenplatten nur Signale mit einer durch einen mechanischen Zerhacker erzeugten Zeitstruktur gemessen werden sollten. Der dritte Ausgang lieferte das 100fach verstärkte Differenzsignal in einer Frequenzbandbreite von  $200\text{ Hz}$  bis  $500\text{ kHz}$  mit dem die vom Elektronenstrahl induzierte Polarisationsänderung des Lasers gemessen werden sollte.

Zur Bestimmung der Sensitivität des Detektors auf Polarisationsänderungen wurden die beiden Wellenplatten auf minimales Differenzsignal eingestellt und die mit einem Oszilloskop gemessene Rauschamplitude des  $\Delta_{\text{HF}}$ -Ausgangs unter Berücksichtigung des Faktors der Verstärkung zum Summensignal ins Verhältnis gesetzt. Zuvor wurde zur Rauschunterdrückung die Signalbandbreite durch einen Filterverstärker mit  $3\text{ kHz}$  bis  $100\text{ kHz}$  auf die bei der Synchronisation auf eine Differenzfrequenz zu erwartende Zeitstruktur eingeschränkt. Die auf dem optischen Tisch im FEL-Labor direkt hinter dem Ti:Saphir-Laser



**Abb. 6.10:** Experiment mit der gepulsten Hochspannungsquelle. Die gemessene Phasenverschiebung ist als durchgezogene Kurve aufgetragen für verschiedene Positionen  $r$  des Laserstrahles auf dem Kristall. Der Ursprung befindet sich am Mittelpunkt des Kristallhalteringes. Der Zylinder reicht bis  $r = 7$  mm, der Kristall befindet sich zwischen  $r = 11$  mm und dem inneren Rand des Halterings bei  $r = 15$  mm. Als gestrichelte Kurve ist die mit der Breite des Laserstrahls von 1 mm gefaltete Phasenverschiebung aufgetragen, die aus der mit dem Programm MAFIA berechneten Feldverteilung im Kristall resultieren würde und die zur besseren Übersicht mit einem Faktor 0.1 multipliziert wurde.

bestimmte Sensitivität betrug ohne Mittelung  $4 \cdot 10^{-5}$  und bei 64facher Mittelung  $2 \cdot 10^{-6}$ . Im Experimentaufbau in der Beschleunigerhalle wurde zunächst ohne Mittelung nur ein Wert von  $1 \cdot 10^{-3}$  erreicht, da eine Kryo-Pumpe unter der Experimentkammer den ganzen Meßplatz in mechanische Schwingungen versetzte. Erst nach Einbau zusätzlicher Kompensatoren zwischen Pumpe und Kammerboden konnten bessere Werte erreicht werden, die allerdings immer noch etwa einen Faktor 5 größer waren als die im Labor bestimmten.

Als Test für den gesamten Meßaufbau am Beschleuniger wurde das Coulombfeld des Elektronenstrahls durch ein von außen angelegtes Hochspannungsfeld simuliert. Dazu wurde an die Stelle des Elektronenstrahls ein 14 mm dicker Metallzylinder an einer isolierten Aufhängung in den Haltering des Kristalls zentriert (siehe Detailausschnitt in Abb. 6.9). Zwischen dem Zylinder und dem Haltering wurden mittels einer Zündspule Spannungspulse von  $\pm 700$  V und  $200 \mu\text{s}$  Dauer angelegt. Die resultierende Feldstärke hatte die vom Elektronenstrahl an der Kristallposition zu erwartende Größenordnung. In Abb. 6.10 ist die gemessene Phasenverschiebung dargestellt als Funktion der Position des Laserstrahles auf dem Kristall. Der größte Effekt war dabei am Rand des Kristalls zu beobachten. Zum Vergleich wurde mit dem Programm MAFIA die Feldverteilung im Kristall berechnet und die daraus zu erwartende Phasenverschiebung ebenfalls eingezeichnet, aber zur besseren Übersicht mit einem Faktor 0.1 multipliziert. Sowohl die Höhe als auch der erwartete Verlauf der berechneten Phasenverschiebung stimmen nicht mit den gemessenen Werten überein. Die Ursache dafür könnte sein, daß der ZnTe-Kristall, mit dem diese Messung

durchgeführt wurde, einen relativ geringen spezifischen Widerstand von ungefähr  $10^6 \Omega\text{cm}$  aufwies, die die Feldstärke im Kristall unterdrückte. Eine falsche Orientierung der  $\langle 001 \rangle$ -Achse des Kristalls, die zu einer erheblichen Verringerung des Signals geführt hätte, konnte ausgeschlossen werden, da die Kristallorientierung zuvor mittels einer Laue-Aufnahme bestimmt wurde. Die Resultate aus der Messung mit der gepulsten Hochspannung können nicht direkt auf das Experiment mit dem Elektronenstrahl übertragen werden, da in diesem Fall das elektromagnetische Feld von Teilchen mit relativistischer Geschwindigkeit den Kristall durchdringt und dabei den Gesetzen der Lichtausbreitung folgt und keine statische Form annimmt wie das angelegte Hochspannungsfeld.

Die Experimente mit dem Elektronenstrahl wurden zunächst mit der FEL-Zeitstruktur von 10 MHz mit einer Makrostruktur des Strahls von 31 Hz Wiederholrate und 4 ms Länge durchgeführt. Der Elektronenstrahl hatte eine am OTR-Target vor der Kammer gemessene Halbwertsbreite von 1 mm und wurde im Abstand von 5 mm vom Laserstrahl am Kristall vorbeigeführt. Der Ti:Saphir-Laser wurde mit verschiedenen Differenzfrequenzen auf die Frequenz des Beschleunigers synchronisiert, um einen zeitweiligen Überlapp mit dem Elektronenstrahl zu garantieren. Das Signal des Differenzausganges eines Detektors für die Polarisationsänderung zeigte ein großes Signal, das die Zeitstruktur des Makropulses hatte, aber unabhängig davon war, welche Differenzfrequenz gewählt wurde, und ob der Laser im Puls- oder cw-Betrieb lief. Da dieses Signal wesentlich erhöht werden konnte, wenn das OTR-Target vor der Kammer eingefahren wurde, handelte es sich hierbei um einen thermischen Effekt durch Elektronen, die auf dem Weg in die Kammer vorher aufgestreut wurden und dadurch direkt den Kristall treffen konnten. Dadurch wurde der Kristall für die Dauer des Makropulses doppelbrechend, was zu der beobachteten Polarisationsänderung des Lasers führte.

Für die weiteren Experimente wurde daher nur noch ein cw-Strahl verwendet, da diese thermischen Effekte dann zu einer geringen konstanten Polarisationsänderung führen, die mit dem schnellen Differenzgang des Detektors nicht gemessen werden kann. Das Signal dieses Ausgangs wurde mit einem digitalen Speicheroszilloskop mit einer Auflösung von 15 000 Punkten gemessen. Die auf  $\Delta f = 3.9 \text{ Hz}$  eingestellte Differenzfrequenz der Synchronisation wurde als Trigger verwendet. Das einzige Signal, das mit dieser Zeitstruktur zu erwarten war, mußte das gesuchte Korrelationssignal von Elektronen- und Laserpuls sein. Da bei der Transformation der Zeitskala durch die Differenzfrequenzregelung das Verhältnis von Pulsabstand des Lasers zur Pulslänge des Elektronenstrahles beibehalten wird, wurde ein Signal mit ungefähr  $80 \mu\text{s}$  Dauer, also 4 Punkten Breite mit unbekannter Phasenlage innerhalb der 15 000 Punkte des Oszilloskops erwartet. Ein solches Signal oberhalb der Nachweisgrenze von  $5 \cdot 10^{-6}$  konnte bei den zahlreichen, mit verschiedenen Differenzfrequenzen der Synchronisation und unterschiedlichen Beschleunigereinstellungen durchgeführten Messungen nicht gefunden werden.

Zur Beurteilung dieses Resultates kann die Phasendifferenz  $\Delta\varphi$  abgeschätzt werden, die unter Berücksichtigung des Jitters der Synchronisation und der Strahlparameter des Be-

schleunigers zu erwarten war. Der aus den Designparametern bestimmte Wert von  $5 \cdot 10^{-3}$  wird um einen Faktor 10 herabgesetzt, da der Detektor die Wiederholrate des Lasers nicht auflöst und die Intensität von 10 Laserpulsen aufsummiert, von denen jeweils nur einer mit dem Elektronenstrahl wechselwirken konnte. Während der Experimente stand nur ein Strahlstrom von maximal  $30 \mu\text{A}$  zur Verfügung. Die Elektronenpulslänge wurde über eine Messung der integralen spektralen Intensität der kohärenten Übergangsstrahlung am OTR-Target vor der Experimentkammer überwacht. Da zu dieser Zeit der Beschleuniger in der Einstellung des Injektors für die kurzen Pulse nicht stabil betrieben werden konnte, muß von einer Pulslänge von 4 ps ausgegangen werden. Zusammen mit dem Phasenjitter der Lasersynchronisation von 5 ps und einer Stabilität des Triggersignals von  $2 \cdot 10^{-4}$  ergibt das eine effektive Pulslänge von 7 ps. Diese Faktoren reduzieren die zu erwartende Phasendifferenz auf  $7 \cdot 10^{-5}$ , was immer noch etwa eine Größenordnung über der Nachweisgrenze liegt. Die am FELIX-Beschleuniger bei wesentlich größerer Bunchladung durchgeführten Experimente zum elektro-optischen Abtasten des Elektronenstrahls deuten darauf hin, daß aus bisher nicht verstandenen Gründen die dabei gemessenen Signale etwa einen Faktor 5 bis 10 unter den aufgrund der Bunchladung und der Experimentanordnung vorausgesagten Werten liegen [124]. Eine solche weitere Verminderung des Signals würde für das Experiment am S-DALINAC bedeuten, daß die zu erwartende Phasendifferenz unter die Nachweisgrenze des Meßaufbaus gerückt wurde und damit eine Messung des Coulombfeldes des Elektronenstrahles nicht möglich war.

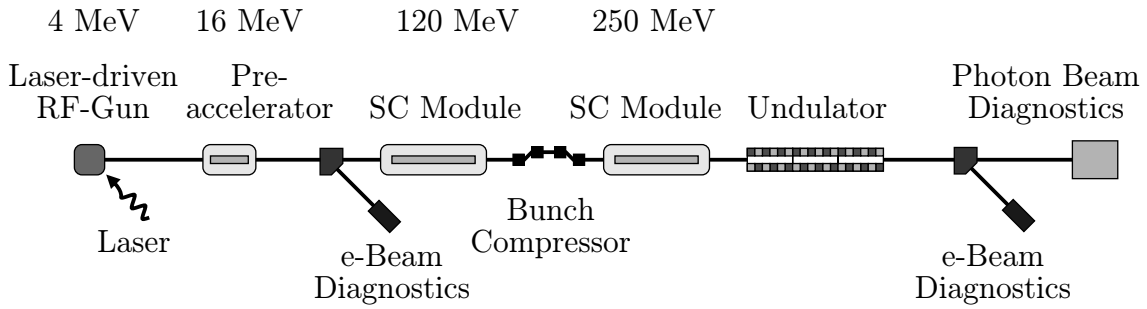
Das DOG-Verfahren konnte nicht eingesetzt werden, um ein Korrelationssignal zwischen Elektronenstrahl und Laser nachzuweisen. Dazu muß die Synchronisation ohne Phasenregelung, oder mit einem sehr großen Phasen-Jitter erfolgen, um den Überlapp zwischen beiden Pulsen an zufälligen Zeitpunkten zu gewährleisten. Damit bleibt die Mittelungszeit für einen Meßpunkt auf den Bereich einiger Mikrosekunden beschränkt, in denen sich die Phasenlage des Lasers relativ zum Elektronenstrahl um weniger als die Pulslänge ändert. Um das Rauschen zu unterdrücken und damit eine hohe Sensitivität zu erreichen, waren aber wesentlich längere Mittelungszeiten erforderlich, die die Anwendung dieses Verfahrens nicht gestatteten.

Da der Pumplaser für den Ti:Saphir-Laser nur zeitweilig zur Verfügung stand, konnte das Experiment am S-DALINAC zunächst nicht weiter fortgeführt werden. Stattdessen wurden Vorbereitungen getroffen, dieses Verfahren zur im nächsten Abschnitt behandelten Pulslängenmessung am Beschleuniger der TTF einzusetzen.

## 6.6 Elektro-optische Abtastung am TTF-Linac

Zur Entwicklung der für den Bau des 500 GeV *Linear Collider* TESLA notwendigen Beschleunigertechnologie wurde die TESLA Test Facility (TTF) eingerichtet und ein supraleitender 250 MeV Linearbeschleuniger, der TTF-LINAC [125], aufgebaut. Mit einem





**Abb. 6.11:** Layout des Beschleunigers an der TESLA Test Facility. Zur Erläuterung siehe Text.

daran betriebenen SASE-FEL konnte inzwischen das Funktionieren dieses Prinzips auch im UV-Bereich zwischen 180 nm und 80 nm gezeigt werden [6]. Eine Verlängerung des Beschleunigers auf 1 GeV Strahlenergie ist geplant, so daß mit dem SASE-FEL Wellenlängen von 6 nm erreicht werden sollen.

Die bestehenden Strahldiagnoseeinrichtungen müssen für die höhere Energie und die verringerte Ausdehnung des GeV-Strahls weiterentwickelt bzw. zusätzliche Methoden müssen angewendet werden. Die Pulslänge von derzeit  $250\text{ }\mu\text{m}$  wird sich auf einen RMS-Wert von  $50\text{ }\mu\text{m}$  verkürzen. Das Verfahren der elektro-optischen Abtastung soll daher zunächst in einem Aufbau am 250 MeV-LINAC implementiert und erprobt werden, bevor der Umbau des Beschleunigers zur höheren Energie erfolgt. Nach einer Darstellung des TTF-LINACs folgt eine genauere Beschreibung des geplanten Experiments und der bisher erfolgten Vorarbeiten.

### 6.6.1 TTF-LINAC

Der schematische Aufbau des TTF-LINACs ist in Abb. 6.11 gezeigt. Der Elektronenstrahl wird in einem Photo-Injektor erzeugt, in welchem durch einen UV-Laser mit  $\sigma_z = 5\text{ ps}$  Pulslänge Elektronenpakete mit einer Ladung von bis zu 10 nC emittiert werden und durch eine 1 1/2-zellige 1.3 GHz Beschleunigungsstruktur eine Energie von 4 MeV erreichen. Die Zeitstruktur ist wahlweise 1 MHz oder 9 MHz Bunchfolgefrequenz innerhalb einer Makrostruktur von 10 Hz Wiederholrate und 800  $\mu\text{s}$  Dauer. Nach einer Einfangstruktur hat der Elektronenstrahl eine Energie von 16 MeV und wird anschließend in zwei Beschleunigungsmodulen mit je 8 supraleitenden 9-zelligen Strukturen bei 1.3 GHz auf zuerst 120 MeV und dann 250 MeV beschleunigt. Zwischen beiden Modulen befindet sich ein Bunchkompressor, der die Pulslänge auf  $\sigma_z = 0.75\text{ ps}$  verkürzt. Im nachfolgenden Undulator findet der SASE-Prozess statt. Der emittierte Photonenstrahl und der Elektronenstrahl erreichen schließlich ihre jeweiligen Diagnoseeinrichtungen.

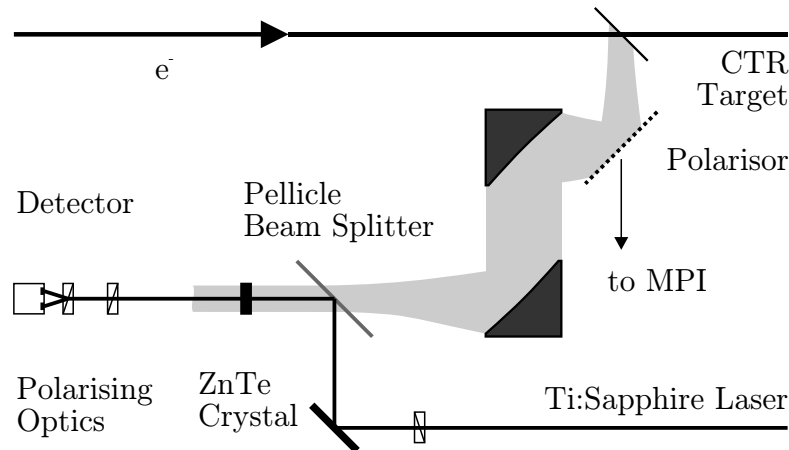
**Tab. 6.1:** Vergleich der Parameter für ein Experiment zur elektro-optischen Abtastung des Coulombfeldes am S-DALINAC und am TTF-LINAC mit einem ZnTe-Kristall.

		S-DALINAC	TTF-LINAC
Ladung $Q$	nC	0.006	1 – 10
Bunchlänge $\sigma_z$	ps	1	0.5
Energie $\gamma$		18	460
Abstand $b$	mm	5	10
Feldstärke $E_{\max}$	kV/cm	0.3	80 – 800
Zeitauflösung $\tau_\gamma$	fs	750	65
Kristalllänge $l$	mm	1	0.1
Phasendifferenz $\Delta\varphi$		$5 \cdot 10^{-3}$	0.1 – 1
Phasen-Jitter Ti:Sa	ps	4.8	< 1

### 6.6.2 Geplante Experimente

Der für das elektro-optische Abtasten benötigte Ti:Saphir-Laser befindet sich in einem separaten Raum außerhalb des Beschleunigertunnels. Über ein optisches Transfersystem wird der Laserstrahl in den 15 m entfernten Tunnel geführt. Dort gibt es im Bereich der Strahlführung zwischen dem Undulator und dem Ablenkmagneten in den Strahlfänger zwei Optionen, die Elektronenpulslänge zu messen. Zum einen kann der elektro-optische Kristall in einem nicht genutzten Teil der Strahlführung mittels einer geeigneten Konstruktion direkt in das Vakuum eingebracht werden, um dort das mitgeführte Coulombfeld des Elektronenstrahls abzutasten. Zum anderen existiert bereits an benachbarter Stelle ein Meßplatz zur Pulslängenmessung mit Übergangsstrahlung und einem Martin-Puplett-Interferometer [126], an dem der zeitliche Verlauf des elektrischen Feldes der Übergangsstrahlung gemessen werden könnte.

Für eine Messung im Vakuum ist ein Vergleich zwischen den am S-DALINAC und am TTF-LINAC erwarteten Größen in Tab. 6.1 aufgeführt. Durch die hohe Bunchladung von mehr als 1 nC kann der Abstand des Kristalls vom Elektronenstrahl auf  $b = 10$  mm vergrößert werden. Der Einfluß dieses Abstandes auf die Zeitauflösung  $\tau_\gamma$  durch die endliche longitudinale Ausdehnung des Coulombfeldes sowie die Größe der Wakefelder zum Rand des Strahlrohres hin könnte untersucht werden, indem der Abstand von Kristall und Laserstrahl zur Strahlrohrmitte variabel konstruiert wird. Die Dicke des ZnTe-Kristalls sollte auf 0.1 mm verringert werden, damit die induzierte Phasendifferenz  $\Delta\varphi \ll 1$  bleibt. Noch dünnere Kristalle sind wegen der Sprödigkeit des Materials schwierig in der Handhabung. Durch die Kristalldicke von 0.1 mm erhöht sich die durch die Kohärenzlänge im Kristall vorgegebene Grenzfrequenz auf 3.5 THz. Eine weitere Vergrößerung der Bandbreite kann durch Verwendung eines elektro-optischen Kristalls mit einem kleineren GVM (*group velocity mismatch*) wie GaAs oder GaP erreicht werden, da deren gegenüber ZnTe um einen

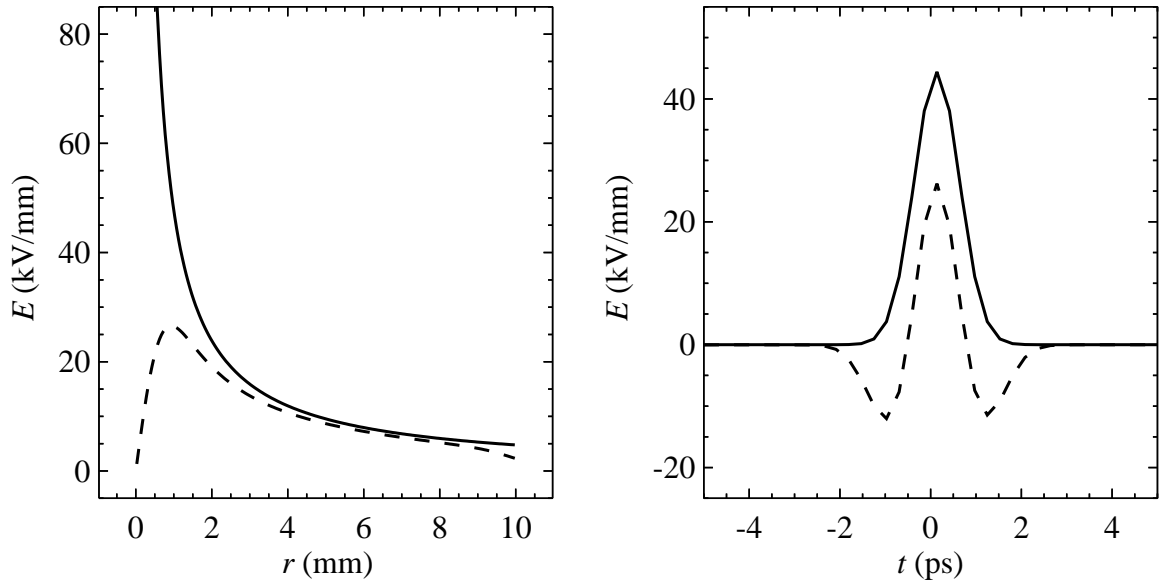


**Abb. 6.12:** Schematischer Aufbau des am TTF geplanten Experiments zur elektro-optischen Abtastung der Übergangsstrahlung. Die am Target emittierte Strahlung wird mit einem Polarisator aufgeteilt. Ein Teil geht in ein Martin-Puplett-Interferometer (MPI), der andere wird auf einen ZnTe-Kristall fokussiert. Ein Ti:Saphir-Laserstrahl wird mit einem Folienstrahlteiler ebenfalls auf den Kristall und anschließend durch eine  $\lambda/4$ -Wellenplatte und ein Prisma auf den Detektor geleitet.

Faktor 4 kleinerer elektro-optischer Koeffizient  $r_{41}$  tolerierbar ist.

Die vom S-DALINAC abweichende Frequenz des Referenzoszillators von 9 MHz und der dazu 144fachen Beschleunigerfrequenz von 1300 MHz erfordern eine Änderung der Resonatorlänge des Ti:Saphir-Lasers von 100 MHz auf 108.3 MHz, wenn die Regelung wieder mit einer vom RF-System des Beschleunigers bereitgestellten höheren harmonischen Frequenz des Lasers erfolgen soll. Die zweite mögliche Frequenz, die sowohl Vielfaches als auch Teiler von 9 MHz bzw. 1300 MHz ist, liegt bei 81.25 MHz, was eine nicht zu realisierende Verlängerung des Laserresonators bedingen würde. Die für 108.3 MHz notwendige Änderung kann durch Verkürzen des Prismenabstandes im Resonator erreicht werden, der Herstellerangaben zufolge auch zu einer Verringerung der Pulslänge von 110 fs auf 60 fs führen soll. Der bereits weiter oben erwähnte Austausch des Piezo-Translators zur Frequenzregelung sollte einen Zeit-Jitter von unter 1 ps ermöglichen, wie er von anderen mit einem Festkörperlaser gepumpten Ti:Saphir-Lasern erreicht wurde, die mikrophonische Störungen mit einer Regelungsbandbreite von größer als 1 kHz ausgleichen.

Die elektro-optische Abtastung kann mit Modifikationen wieder nach dem gleichen Schema wie am S-DALINAC erfolgen. Die Wiederholrate der Elektronenpulse von 1 MHz oder 2 MHz würde bei einer Integrationszeit des Detektors von über  $1 \mu\text{s}$  zu einer Unterdrückung des Korrelationssignals von 1:100 oder 1:50 führen. Daher wurde in der Elektronikwerkstatt des Instituts für Kernphysik in Darmstadt die Detektorelektronik auf eine Grenzfrequenz von 7 MHz bei gleichzeitig vermindertem Rauschen verbessert, um die einzelnen Signale auflösen und die Signalunterdrückung auf 1:15 reduzieren zu können.



**Abb. 6.13:** Simulation der Feldstärkeverteilung des Coulombfeldes des Elektronenstrahles und der auf ein Target fokussierten Übergangsstrahlung am TTF-LINAC. Die Energie des Elektronenstrahls ist 230 MeV, die Bunchladung beträgt 1 nC bei einer Pulslänge von  $\sigma_z = 500$  fs. Die gestrichelten Kurven zeigen jeweils die Übergangsstrahlung, die durchgezogenen das Coulombfeld. Im linken Teilbild ist die radiale Verteilung der Feldstärke im Maximum des Pulses gezeigt, während das rechte Bild jeweils die Feldstärke als Funktion der Zeit bei 1 mm Abstand vom Elektronenstrahl bzw. von der Symmetrieachse des Strahlungskegels darstellt.

Vor der Messung im Vakuum soll zunächst ein konstruktiv einfacherer Aufbau realisiert werden, der in Abb. 6.12 gezeigt ist und die elektro-optische Abtastung der Übergangsstrahlung zum Ziel hat. Dieser Aufbau wird dazu in den bereits erwähnten Meßplatz zur Elektronenpulslänge hinter dem Undulator integriert, so daß eine gleichzeitige Messung mit beiden Methoden möglich wird. Der Drahtgitterpolarisator teilt die Strahlung in eine in das Interferometer geleitete und eine auf den Kristall fokussierte Polarisationsrichtung auf.

Eine Simulation der räumlichen und zeitlichen Feldverteilung des Coulombfeldes in der Nähe des Elektronenstrahles sowie der Übergangsstrahlung, die auf den Kristall fokussiert wird, ist in Abb. 6.13 dargestellt. Als Bunchladung wurde 1 nC und als Pulslänge  $\sigma_z = 0.5$  ps bei einer Energie von 230 MeV angenommen. Die Zeitabhängigkeit ist in einem Abstand von 1 mm von der Symmetrieachse der jeweils radialen Feldverteilung aufgetragen, da nur bei diesem Abstand die Unterschiede in den Verteilungen durch die Beugung der Übergangsstrahlung auf dem Weg vom Target zum Kristall sichtbar werden. Bei Abständen, die jenseits von etwa 4 mm liegen, werden beide nahezu identisch.

## Kapitel 7

# Vergleich verschiedener Methoden zur Pulslängenbestimmung

Die Auswahl einer geeigneten Methode, die longitudinale Verteilung innerhalb der Elektronenpakete eines Beschleunigers zu messen, hängt zum einen von der Zeitstruktur, der Energie und der Bunchladung ab, zum anderen aber auch davon, welchen Anforderungen die Messung genügen soll. Dabei ist zu unterscheiden, ob die Messung den Strahl unbrauchbar macht, oder ob er für weitere Anwendungen genutzt werden kann, weiterhin ob die Messung der Eigenschaften einzelner Ladungsverteilungen erforderlich ist, oder ob über eine große Anzahl von Pulsen gemittelt werden kann, und schließlich, ob zur Strahleinstellung ein ständig verfügbarer Meßwert vorliegen soll, oder ob nur in ausgewählten Situationen eine Messung erfolgt. Die folgende Darstellung gibt einen Überblick über die derzeit verfügbaren Methoden, die sich darin unterscheiden, ob der Elektronenstrahl selbst modifiziert wird, oder ob das durch einen Strahlungsprozess der Elektronen emittierte Licht nachgewiesen wird, und ob die Messung im Zeit- oder im Frequenzbereich stattfindet.

Eine Streak-Kamera kann entweder im single-shot Modus oder synchronisiert betrieben werden. Bei ersterem ist die Zeitauflösung auf gegenwärtig 200 fs begrenzt [9], während sie bei letzterem durch die Mittelung und den Jitter der Synchronisation nur wenige ps erreichen kann [76]. Durch die Messung im Zeitbereich kann eine beliebige inkohärente Strahlungsemission des Elektronenstrahls im empfindlichen Spektralbereich der Kamera verwendet werden. Eine hinreichende Intensität für Einzelpulsmessungen erfordert Bunchladungen von einigen 100 pC.

Eine weiteres Verfahren im Zeitbereich stellt die *Zero-Phasing* Methode [127, 128] dar, bei der durch Betreiben einer Beschleunigungsstruktur im Nulldurchgang des Feldes eine Rotation des longitudinalen Phasenraumes erfolgt, so daß aus dem Energiespektrum des Strahls die zeitliche Verteilung erhalten werden kann. Durch tomographische Verfahren [129] kann auch der longitudinale Phasenraum bestimmt werden. Die Nutzung einer longitudinal dispersiven Strahlführung vor der betreffenden Beschleunigungsstruktur kann eine Zeitauflösung von 100 fs [130] ermöglichen. Die Mittelungszeit hängt nur von dem verwendeten Energiespektrometer ab. Das Verfahren erfordert eine speziell dafür geeignete Anordnung der Strahlführung und der Beschleunigungsstrukturen, so daß die Pulsform

des Elektronenstrahls nur an einer bestimmten Position bestimmt werden kann.

Die Messung der spektralen Fluktuationen in der Intensität von inkohärenter Strahlung einzelner Elektronenpakete [131] ermöglicht die Bestimmung der Pulslänge durch eine Mittelung über die Intensitätsautokorrelation vieler Einzelmessungen [132]. Um dabei die erforderliche sub-nm Auflösung des Spektrums der einzelnen Elektronenpakete mit 0.1 nC bis 0.4 nC Ladung zu erreichen, war zur Messung der inkohärenten Undulatorstrahlung im Sichtbaren ein Bildverstärker notwendig. Wird das Spektrum durch Mittelung über eine größere Anzahl von Pulsen gemessen, dann verschwinden die Fluktuationen.

Die langen Meßzeiten der interferometrischen Pulslängenmessung mit kohärenter Strahlung können wesentlich verkürzt werden, wenn stattdessen die Strom-Spannungskennlinie eines Josephson-Kontakts mit und ohne Einwirken der Mikrowellenstrahlung gemessen wird [133]. Durch eine Hilbert-Transformation kann aus der Kennlinie das Spektrum bestimmt werden. Die Meßdauer ist damit nicht durch mechanisch zu bewegendes Komponenten eingeschränkt, sondern erlaubt im Prinzip eine Einzelpulsmessung mit der hohen Zeitauflösung der Verfahren im Frequenzbereich. Die derzeitige Realisierung benötigt allerdings noch Meßdauern im Sekundenbereich.

Die Zeitauflösung der elektro-optischen Abtastung (EOS) wird durch den Jitter in der Synchronisation zwischen fs-Laser und Beschleunigerfrequenz begrenzt und kann durch ein schnelles Scan-Verfahren auf 50 fs reduziert werden [113]. Die bisher in der THz-Spektroskopie erreichte Bandbreite von 76 THz wird durch die verwendeten elektro-optischen Kristalle und die Pulsdauer der Laser von  $\approx 10$  fs bestimmt und entspricht einer Zeitauflösung von unter 20 fs. Eine Einzelpulsmessung wird möglich, wenn ein gechirpter fs-Laserpuls verwendet wird [134]. Dazu wird ein bandbreitenbegrenzter Laserpuls der Länge  $\tau_{\text{op}}$  auf eine Länge  $\tau_{\text{ch}}$  gestreckt, die größer sein muß als der zu messende THz-Puls. Der zeitliche Verlauf des THz-Pulses wird dann durch die Wechselwirkung im Kristall in eine Modulation des Spektrums des fs-Laserpulses umgeformt, die über ein Gitter und ein CCD aufgezeichnet werden kann. Die Zeitauflösung ist durch das geometrische Mittel der originalen und der gechirpten Pulslänge des Lasers gegeben. Ein 500 fs langer Elektronenpuls könnte demnach mit einem 10 fs langen Laserpuls auf 100 fs genau bestimmt werden, wenn der Laserpuls auf 1 ps gestreckt wird.

Die verschiedenen hier aufgeführten Einzelpulsmessungen sind am S-DALINAC nur sehr bedingt möglich, da zum einen hohe Bunchladungen erforderlich sind, um eine ausreichende Signalintensität zu garantieren, zum anderen aber auch die verwendeten Meßinstrumente die Zeitstruktur von 10 MHz im FEL-Betrieb auflösen müssen. Andererseits ist eine Einzelpulsmessung auch nicht notwendig, da im Gegensatz zu Beschleunigern, die mit einem synchronisierten Photokathodenlaser betrieben werden, die Zeitstruktur ausschließlich auf elektronischem Weg von einem Referenzoszillator abgeleitet wird, und die damit bedingte hohe Phasenstabilität eine Mittelung über viele Einzelpulse erlaubt. Bei Messungen mit Methoden im Zeitbereich muß dann für eine Synchronisation der Meßeinrichtung,

beispielsweise der Streak-Kamera oder des fs-Lasersystems, zum Referenzoszillator des Beschleunigers gesorgt werden, die einen Jitter aufweist, der erheblich kleiner als die Elektronenpulslänge ist. Die *Zero-Phasing* Methode ist zur Einstellung des Beschleunigers auf die für den FEL benötigten Strahlqualität nicht zu verwenden, da dazu eine völlig abweichende Einstellung vorgenommen werden muß. Zur Begrenzung der thermischen Verluste in den Strukturen wird das Beschleunigungsfeld nach Möglichkeit gleichmäßig auf alle verteilt, so daß das Betreiben der letzten Struktur des Hauptbeschleunigers im Nulldurchgang des Feldes eine andere Strahlenergie bedeuten würde. Diese Methode könnte außerdem nur Aussagen über die Pulslänge vor der letzten Struktur machen, eine Bestimmung der Pulslänge im Undulator kann damit nicht erreicht werden. Die Meßverfahren im Frequenzbereich bleiben die bevorzugte Wahl, da die Emission kohärenter Strahlung auch schon bei vergleichsweise geringer Bunchladung hinreichende Intensität liefert. Die mögliche Mittelungszeit wird nur durch den Zeitraum begrenzt, in denen durch eine Drift der Beschleunigerparameter mit einer veränderten Pulsform zu rechnen ist. Die erforderliche Meßdauer kann auf Kosten einer reduzierten Zeitauflösung verringert werden.

## Kapitel 8

# Schlußbemerkungen und Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden Experimente zur Bestimmung der Pulsstruktur eines Elektronenstrahls mit zwei verschiedenen Methoden durchgeführt, und zwar einer spektroskopischen, bei der das Spektrum kohärenter Übergangsstrahlung bestimmt wird, und einer Methode im Zeitbereich, bei der mit einem Korrelationsverfahren der zeitliche Verlauf der Elektronenpulse mit einem fs-Laser abgetastet wird.

Die Messung der Pulsstruktur mit Übergangsstrahlung erfolgte an den beiden Meßplätzen vor dem Hauptbeschleuniger und nach dem Undulator, wo die Ladungsverteilung innerhalb der Elektronenpulse mit kohärenter Übergangsstrahlung bestimmt wird. Dazu wurde ein auf der Modulation der Polarisationsrichtung basierendes Martin-Puplett-Interferometer entworfen, das die Messung des kohärenten Spektralbereichs von  $2\text{ cm}^{-1}$  bis  $30\text{ cm}^{-1}$  erlaubt, der aufgrund der angestrebten Pulslänge des Beschleunigers von 2 ps zu erwarten war. Mit diesen Meßplätzen war es erstmals möglich, die Einstellungen für den Beschleuniger so zu optimieren, daß bei gleichzeitiger Einhaltung der notwendigen Energieschärfe ein Spitzenstrom erreicht wurde, der zu einem Anschwingen des FEL ausreichend war.

Die dabei beobachteten erheblichen Abweichungen zwischen der jeweils experimentell bestimmten Pulslänge und dem Designwert aus Simulationsrechnungen für den Beschleuniger, erforderten eine detaillierte Analyse des Transports der emittierten Übergangsstrahlung durch den gesamten Meßaufbau. Weiterhin mußte die Empfindlichkeit des eingesetzten pyroelektrischen Detektors genauer untersucht werden. Erst mit dieser Analyse konnten zu den Simulationen konsistente Werte aus den Messungen der Elektronenpulslänge am S-DALINAC bestimmt werden. Durch diese Messungen konnte auch erstmals die longitudinale Dispersion des Injektorbogens optimiert werden, um durch eine im Injektorbeschleuniger erzeugte Korrelation im longitudinalen Phasenraum den Injektorbogen zur magnetischen Bunchkompression einsetzen zu können und damit den für den FEL-Betrieb notwendigen Spitzenstrom zu erreichen.

Mit der spektral integrierten Leistung der Übergangsstrahlung steht ein Meßwert zur ständigen Verfügung, der beim Optimierungsprozess der Strahleinstellung hauptsächlich verwendet wird und nur gelegentlich die Messung einer Autokorrelation erforderlich macht, um eventuell vorhandenen Untergrund vom Signal trennen zu können. Aufgrund dieser



Anforderungen wurde ein Konzept entwickelt, durch eine zerstörungsfreie Messung des Strahlungsspektrums einen Meßwert für die Pulslänge zu erhalten, der direkt zur Strahleinstellung verwendet werden kann.

Die vergleichsweise großen Fehler, die noch in der Bestimmung des Formfaktors der Ladungsverteilung liegen, können erheblich verringert werden, indem ein besser geeigneter Detektor mit einer gleichförmigen Empfindlichkeit verwendet wird. Ein solcher Detektor könnte eine Golay-Zelle oder ein mit Epoxydharz beschichteter pyroelektrischer Detektor [110] sein, der allerdings die Makrostruktur des Elektronenstrahls im FEL-Betrieb noch aufzulösen hätte.

Die durch das am S-DALINAC aufgebaute Experiment zur elektro-optischen Abtastung gewonnenen Erkenntnisse werden bei der Durchführung des am TTF-LINAC geplanten Experiments von Nutzen sein. Es hat sich gezeigt, daß die Einsatzmöglichkeiten des elektro-optischen Abtastverfahrens vor allem bei Beschleunigern liegen, die eine hohe Bunchladung von vielen 100 pC haben. Durch direkte Messung des Coulombfeldes der Elektronen im Strahl steht eine zerstörungsfreie Methode zur Verfügung, die überdies die Möglichkeit bietet, wie im vorigen Kapitel ausgeführt, durch einen gechirpten *probe*-Strahl auch die Pulsform einzelner Bunche zu bestimmen.

## Anhang A

# Hilfsmittel zur Spektrometersimulation

## A.1 Materialparameter

Der komplexe Brechungsindex  $n(\nu)$  ist die Wurzel aus der komplexen Dielektrizitätszahl  $\epsilon(\nu)$ , die durch das Oszillatormodell

$$\epsilon(\nu) = \epsilon_\infty + \sum_j S_j \frac{\nu_j^2}{\nu_j^2 - \nu^2 - i\nu\gamma_j} \quad (\text{A.1})$$

dargestellt wird. Die Resonanzfrequenzen  $\nu_j$ , die Absorptionsbreite  $\gamma_j$  und die Oszillatorstärke  $S_j$  für Quarz und LiTaO<sub>3</sub> können Tab. A.1 entnommen werden.

**Tab. A.1:** Oszillatorparameter für Quarz [135] und LiTaO<sub>3</sub> [136] im Mikrowellenbereich

Quarz, z-cut $\epsilon_\infty = 2.356$			LiTaO <sub>3</sub> $\epsilon_\infty = 4.497$		
$\nu_j$ (cm <sup>-1</sup> )	$S_j$	$\gamma_j$ (cm <sup>-1</sup> )	$\nu_j$ (cm <sup>-1</sup> )	$S_j$	$\gamma_j$ (cm <sup>-1</sup> )
128.4	0.0006	4.5	142	24.1	19
263	0.05	7.35	165	0.8	11
394	0.36	2.75	175	0.24	7
450	0.852	4.0	215	0.36	13
697	0.018	8.35	238	2.0	19
797	0.11	7.2	253	2.4	9
1072	0.67	7.6	316	2.5	14
1163	0.01	7.0	375	2.0	26
1227	0.009	135	405	0.15	24
			462	0.036	6
			594	2.33	32
			673	0.05	34
			750	0.002	22

Die komplexe Dielektrizitätszahl  $\epsilon(\omega)$  der Metalle wird im Drude-Modell gemäß

$$\epsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega\gamma} \quad (\text{A.2})$$

erklärt, wobei  $\omega_p$  die Plasmafrequenz und  $\gamma$  der Dämpfungsfaktor ist. Bei dünnen Schichten muß die Fermigeschwindigkeit  $V_F$  der Elektronen durch

$$\gamma = \frac{1}{\tau} + \frac{2V_F}{\pi d} \quad (\text{A.3})$$

mit der Relaxationszeit  $\tau$  berücksichtigt werden [137].

**Tab. A.2:** Drude-Parameter für Au, Al und Cr [138]

		Al	Au	Cr
$\omega_p$	$10^{15}$ Hz	24	13.8	7.21
$\tau$	$10^{-15}$ s	8	27	16.6
$V_F$	$10^8$ cm/s	2.03	1.39	1.97

## A.2 Multilayer

Reflexion und Transmission elektromagnetischer Wellen in einer Struktur aus Materialien mit unterschiedlichen Dielektrizitätszahlen, wie in Abb. A.1 dargestellt, können gut beschrieben werden, indem die Impedanzen für die Wellenausbreitung im jeweiligen Gebiet betrachtet werden. Sie sind als

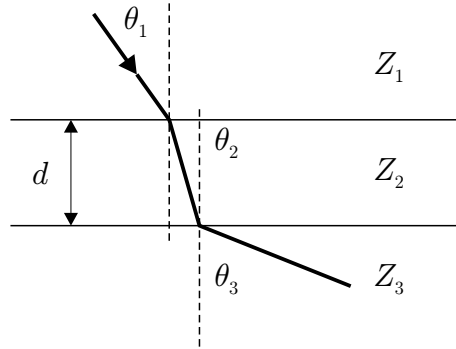
$$Z = Z_0/n \quad \text{bzw.} \quad Z' = \frac{Z_0}{n}(\cos \theta)^{\pm 1} \quad (\text{A.4})$$

definiert. Letztere gilt für den Einfall auf die Grenzfläche unter einem Winkel  $\theta$  mit dem positiven Vorzeichen bei paralleler und dem negativen bei senkrechter Polarisation zur Einfallsebene. Bei komplexem Brechungsindex von einem absorbierenden Medium wird diese Impedanz ebenfalls komplex. Der Reflexions- und Transmissionskoeffizient bei einer einzelnen Grenzfläche zwischen den Medien 1 und 2 ist dann

$$r = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \quad \text{und} \quad t = \frac{2Z_2}{Z_2 + Z_1}. \quad (\text{A.5})$$

Zur Berechnung von Transmission und Reflexion durch eine Abfolge vieler verschiedener Schichten werden jeweils zwei durch eine äquivalente Schicht ersetzt mit der transformierten Impedanz [139]

$$Z_3'' = Z_2 \frac{Z_3(1 + \delta^2) + Z_2(1 - \delta^2)}{Z_2(1 + \delta^2) + Z_3(1 - \delta^2)}, \quad (\text{A.6})$$



**Abb. A.1:** Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in einer Schichtstruktur. Die drei Gebiete haben die Impedanzen  $Z_i = Z_0/n_i$  und das mittlere hat die Dicke  $d$ . Der Weg des transmittierten Strahls ist durch die drei Winkel  $\theta_i$  gekennzeichnet.

die als Impedanz für die Medien 2 und 3 an der Grenzfläche zu Medium 1 zu nehmen ist. Die Größe

$$\delta = e^{in_2kd} \quad (\text{A.7})$$

ist der Phasenfaktor bei der Fortpflanzung der Welle durch Medium 2. Bei einem komplexen Brechungsindex enthält  $\delta$  die Dämpfung der Welle durch Absorption. Bei dem Durchtritt unter einem Winkel muß  $d$  durch die effektive Schichtdicke  $d \cos \theta_2$  ersetzt werden. Dann sind je nach Polarisationsrichtung auch die entsprechenden gestrichenen Impedanzen in Gl. (A.6) einzusetzen. Die ganze Schichtfolge wird dann durch sukzessive Anwendung dieser Gleichung berechnet, bis schließlich nur noch eine Grenzfläche übrigbleibt, deren Reflexions- und Transmissionskoeffizient dann mit Gl. (A.5) bestimmt werden.

### A.3 Polarisationsoptik

Der Transport polarisierter elektromagnetischer Wellen durch ein optisches System, das den Polarisationszustand ändernde Elemente enthält, kann durch die sogenannten Jones-Matrizen beschrieben werden. Das elektrische Feld wird durch einen Vektor dargestellt, der die komplexe Amplitude des elektrischen Feldvektors in horizontaler und vertikaler Richtung enthält

$$\mathbf{E} = \begin{bmatrix} E_H \\ E_V \end{bmatrix}. \quad (\text{A.8})$$

Linear polarisierte Zustände haben ein reelles, zirkular und elliptisch polarisierte Zustände haben ein rein imaginäres bzw. komplexes Verhältnis zwischen den Amplituden beider Polarisationsrichtungen. Die optischen Elemente werden durch Matrizen dargestellt, die nacheinander mit dem anfänglichen Feldvektor multipliziert werden.

Die grundlegenden Elemente sind die Drift  $D(d)$  der Länge  $d$  und der Planspiegel  $M$

$$\mathbf{D}(d) = e^{ikd} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad \mathbf{M} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix}. \quad (\text{A.9})$$

Ein *roof mirror* mit der Scheitелkante horizontal ( $H$ ) bzw. vertikal ( $V$ ) orientiert wird durch

$$\mathbf{R}_H = \begin{bmatrix} -1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \quad \mathbf{R}_V = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (\text{A.10})$$

beschrieben. Horizontale und vertikale Polarisatoren werden durch

$$\begin{aligned} \mathbf{V}_T &= \begin{bmatrix} t_{\perp} & 0 \\ 0 & t_{\parallel} \end{bmatrix} & \mathbf{H}_T &= \begin{bmatrix} t_{\parallel} & 0 \\ 0 & t_{\perp} \end{bmatrix} \\ \mathbf{V}_R &= \begin{bmatrix} r_{\perp} & 0 \\ 0 & -r_{\parallel} \end{bmatrix} & \mathbf{H}_R &= \begin{bmatrix} r_{\parallel} & 0 \\ 0 & -r_{\perp} \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (\text{A.11})$$

dargestellt. Die Indizes geben an, ob der Polarisator in Reflexion ( $R$ ) oder in Transmission ( $T$ ) verwendet wird. Die Koeffizienten  $t_{\perp, \parallel}$  und  $r_{\perp, \parallel}$  sind die Transmissions- und Reflexionskoeffizienten für die Feldkomponenten senkrecht und parallel zur Richtung des Polarisators, d.h. bei einem Drahtgitter zur Drahrichtung. Im Idealfall gilt  $t_{\parallel}, r_{\perp} = 0$  und  $t_{\perp}, r_{\parallel} = 1$ . Eine Wellenplatte, bei der die horizontale Polarisationsrichtung gegenüber der vertikalen eine Phasendifferenz  $\Delta\varphi$  erfährt, wird mit

$$\mathbf{W}(\Delta\varphi) = \begin{bmatrix} e^{i\Delta\varphi} & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (\text{A.12})$$

beschrieben. Bei der  $\lambda/4$ - bzw.  $\lambda/2$ -Platte wird das Matricelement mit dem Phasenfaktor zu  $i$  und  $-1$ . Diagonal orientierte Elemente werden durch die Transformation mit der Drehmatrix

$$\mathbf{B} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & -1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix}, \quad (\text{A.13})$$

die eine Drehung um  $45^\circ$  im Uhrzeigersinn darstellt, aus den horizontal oder vertikal stehenden Elementen gewonnen. Die derart gedrehten Vertikal- und Horizontalpolarisatoren sind

$$\begin{aligned} \mathbf{P}_T &= \mathbf{B}^{-1} \mathbf{V}_T \mathbf{B} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} t_{\parallel} + t_{\perp} & t_{\parallel} - t_{\perp} \\ t_{\parallel} - t_{\perp} & t_{\parallel} + t_{\perp} \end{bmatrix} & \mathbf{N}_T &= \mathbf{B}^{-1} \mathbf{H}_T \mathbf{B} \\ \mathbf{P}_R &= \mathbf{B}^{-1} \mathbf{V}_R \mathbf{B} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} r_{\parallel} + r_{\perp} & r_{\parallel} - r_{\perp} \\ -r_{\parallel} + r_{\perp} & -r_{\parallel} - r_{\perp} \end{bmatrix} & \mathbf{N}_R &= \mathbf{B}^{-1} \mathbf{H}_R \mathbf{B}. \end{aligned} \quad (\text{A.14})$$

Der Anteil der Lichtintensität einer Polarisationskomponente  $E_j$ , der einen durch die Matrix  $\mathbf{S}$  gekennzeichneten optischen Aufbau durchläuft, wird durch das entsprechende Matricelement  $(\mathbf{S}^\dagger \mathbf{S})_{jj}$  berechnet. Bei unpolarisiertem Licht muß die Summe über beide Polarisationsrichtungen  $\text{Tr}(\mathbf{S}^\dagger \mathbf{S})$  gebildet werden.

## A.4 Eingabedaten für Spektrometersimulationen

**Tab. A.3:** Eingabeparameter der Simulationsrechnung der Spektrometereffizienz für das Michelson- und das Martin-Puplett-Interferometer. Die Spalten H und V beziehen sich auf die horizontale und vertikale Größe der Aperturen.

Michelson-Interferometer				Martin-Puplett-Interferometer			
Element	Bezeichnung	Größe (mm)		Element	Bezeichnung	Größe (mm)	
		H	V			H	V
Apertur	Target	9.2	13.5	Apertur	Target	12.7	20
Drift		27	27	Drift		27	27
Apertur	Strahlrohr	19	19	Apertur	Strahlrohr	19	19
Drift		36	36	Drift		36	36
Apertur	Strahlrohr	19	19	Apertur	Strahlrohr	19	19
Apertur	Fenster	9.5	9.5	Apertur	Fenster	17.5	17.5
Drift		13	13	Drift		13	13
Apertur	Fenster	9.5	9.5	Apertur	Fenster	17.5	17.5
Drift		149	149	Drift		144	144
Apertur		19	20	Apertur	Paraboloid	37	40
Drift		100	100	Linse		220	220
Apertur		19	20	Drift		80	80
Linse		250	250	Apertur	Polarisator	37	40
Drift		240	240	Drift		80	80
Apertur	Strahlteiler	14	25	Apertur	Strahlteiler	37	40
Drift		80	80	Drift		100	100
Drift		290	290	Apertur	Roof Mirror	37	40
Apertur	Strahlteiler	14	25	Drift		100	100
Apertur		16.7	20	Apertur	Strahlteiler	37	40
Drift		100	100	Drift		80	80
Apertur		19.5	20	Apertur	Paraboloid	37	40
Linse		250	250	Linse		220	220
Drift		250	250	Drift		220	220
Apertur	Antenne	5	5	Apertur	Detektor	40	30
Apertur	Detektor	2.5	2.5	Apertur	Antenne	18	18
				Apertur	Antenne	7.5	7.5
				Apertur	Detektor	2.5	2.5

# Quellenverzeichnis

- [1] J. S. Nodvick, D. S. Saxon, Phys. Rev. **96** (1954) 180
- [2] J. M. J. Madey, J. Appl. Phys. **42** (1971) 1906
- [3] L. R. Elias, W. M. Fairbank, J. M. J. Madey, H. A. Schwettman, T. I. Smith, Phys. Rev. Lett. **36** (1976) 717
- [4] D. A. G. Deacon, L. R. Elias, J. M. J. Madey, G. J. Ramian, H. A. Schwettman, T. I. Smith, Phys. Rev. Lett. **38** (1977) 892
- [5] W. B. Colson, in: J. Feldhaus, H. Weise (Hg.), *Proc. 21st International FEL Conference, Hamburg, 1999* (Elsevier Science B. V., Amsterdam, 2000) II–11
- [6] J. Andruszkow et al., Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 3825
- [7] G. R. Neil, C. L. Bohn, S. V. Benson, G. Biallas, D. Douglas, H. F. Dylla, R. Evans, J. Fugitt, A. Grippo, J. Gubeli, R. Hill, K. Jordan, R. Li, L. Merminga, P. Piot, J. Preble, M. Shinn, T. Siggins, R. Walker, B. Yunn, Phys. Rev. Lett. **73** (1994) 967
- [8] H. Schlarb, in: S. Myers *et al.* (Hg.), *Proc. Seventh European Particle Accelerator Conference, Wien, 2000* (Institute of Physics Publishing, Bristol, Philadelphia, 2000) 187
- [9] M. Uesaka, T. Ueda, T. Kozawa, T. Kobayashi, Nucl. Instr. and Meth. A **406** (1998) 371
- [10] P. Kung, H.–C. Lihn, H. Wiedemann, D. Bocek, Phys. Rev. Lett. **73** (1994) 967
- [11] A. Richter, in: S. Myers *et al.* (Hg.), *Proc. Fifth European Particle Accelerator Conference, Sitges/Barcelona, 1996* (Institute of Physics Publishing, Bristol, Philadelphia, 1996) 110
- [12] V. Aab, K. Alrutz–Ziemssen, H.–D. Gräf, A. Richter, A. Gaupp, Nucl. Instr. and Meth. A **272** (1988) 53
- [13] V. Aab, K. Alrutz–Ziemssen, H. Genz, A. Richter, H. Weise, A. Gaupp, Nucl. Instr. and Meth. A **285** (1989) 76

- [14] K. Alrutz–Ziemssen, J. Auerhammer, H. Genz, H.–D. Gräf, A. Richter, J. Töpper, H. Weise, Nucl. Instr. and Meth. A **304** (1991) 159
- [15] K. Alrutz–Ziemssen, J. Auerhammer, H. Genz, H.–D. Gräf, A. Richter, J. Töpper, H. Weise, Nucl. Instr. and Meth. A **304** (1991) 300
- [16] J. Auerhammer, H. Genz, H.–D. Gräf, H. Liu, A. Richter, J. Töpper, H. Weise, Nucl. Instr. and Meth. A **318** (1992) 184
- [17] J. Auerhammer, H. Genz, H.–D. Gräf, H. Liu, A. Richter, J. Töpper, H. Weise, Nucl. Instr. and Meth. A **318** (1992) 865
- [18] J. Auerhammer, Dissertation, Technische Hochschule Darmstadt (1993), D17
- [19] J. Töpper, Dissertation, Technische Hochschule Darmstadt (1993), D17
- [20] J. Auerhammer, H. Genz, H.–D. Gräf, W. Grill, R. Hahn, A. Richter, V. Schlott, F. Thomas, J. Töpper, H. Weise, T. Wesp, M. Wiencken, Nucl. Instr. and Meth. A **341** (1994) 63
- [21] H. Genz, H.–D. Gräf, R. Hahn, D. A. Jaroszynski, H. Loos, A. Richter, M. Reichenbach, V. Schlott, M. Thomas, J. Töpper, T. Wesp, M. Wiencken, Nucl. Instr. and Meth. A **358** (1995) ABS 20
- [22] A. Richter, Phys. Bl. **54**, Nr. 1 (1998) 31
- [23] S. Döbert, R. Eichhorn, H. Genz, H.–D. Gräf, R. Hahn, S. Kostial, H. Loos, A. Richter, S. Richter, B. Schweizer, A. Stascheck, O. Titze, T. Wesp, in: V. Palmieri, A. Lombardi (Hg.), *Proc. Eighth RF Superconductivity Workshop, Abano Terme, Italy, 1997* (1998) 184
- [24] M. Brunken, S. Döbert, R. Eichhorn, H. Genz, H.–D. Gräf, H. Loos, A. Richter, B. Schweizer, A. Stascheck, T. Wesp, Nucl. Instr. and Meth. A **429** (1999) 21
- [25] R. Hahn, Dissertation, Technische Hochschule Darmstadt (1997), D17
- [26] D. Oepts, G. M. H. Knippels, in: G. R. Neil, S. V. Benson (Hg.), *Proc. 20th International FEL Conference, Williamsburg, 1998* (Elsevier Science B. V., Amsterdam, 1999) II–45
- [27] X. Yan, A. M. MacLeod, W. A. Gillespie, G. M. H. Knippels, D. Oepts, A. F. G. van der Meer, W. Seidel, Phys. Rev. Lett **85** (2000) 3404
- [28] M. J. Fitch, A. C. Melissinos, P. Colestock, in: A. Luccio, W. MacKay (Hg.), *Proc. Particle Accelerator Conference, New York, 1999* (IEEE, 1999) 2181



- [29] U. Nething, M. Galemann, H. Genz, M. Höfer, P. Hoffmann–Stascheck, J. Hormes, A. Richter, J. P. F. Sellschop, Phys. Rev. Lett. **72** (1995) 2411
- [30] J. Freudenberger, H. Genz, V. V. Morokhovskii, A. Richter, V. L. Morokhovskii, U. Nething, R. Zahn, J. P. F. Sellschop, Appl. Phys. Lett. **70** (1997) 267
- [31] J. Enders, P. von Brentano, J. Eberth, R.–D. Herzberg, N. Huxel, H. Lenske, P. von Neumann–Cosel, N. Nicolay, N. Pietralla, H. Prade, J. Reif, A. Richter, C. Schlegel, R. Schwengner, S. Skoda, H. G. Thomas, I. Wiedenhöfer, G. Winter, A. Zilges, Nucl. Phys. A **636** (1998) 139
- [32] J. Freudenberger, H. Genz, V. V. Morokhovskii, A. Richter, J. P. F. Sellschop, Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 270
- [33] H. Diesener, U. Helm, G. Herbert, V. Huck, P. von Neumann–Cosel, C. Rangacharyulu, A. Richter, G. Schrieder, A. Stascheck, A. Stiller, J. Ryckebusch, J. Carter, Phys. Rev. Lett. **72** (1994) 1994
- [34] P. von Neumann–Cosel, F. Neumeyer, S. Nishizaki, V. Yu. Ponomarev, C. Rangacharyulu, B. Reitz, A. Richter, G. Schrieder, D. I. Sober, T. Waindzoch, J. Wambach, Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 1105
- [35] S. Strauch, P. von Neumann–Cosel, C. Rangacharyulu, A. Richter, G. Schrieder, K. Schweda, J. Wambach, Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 2913
- [36] S. Watzlawik, Dissertation, Technische Universität Darmstadt, in Vorbereitung
- [37] T. Wesp, Dissertation, Technische Universität Darmstadt (1998), D17
- [38] S. Khodyachykh, Dissertation, Technische Universität Darmstadt, in Vorbereitung
- [39] M. Brunken, S. Döbert, H. Genz, H.–D. Gräf, S. Khodyachykh, S. Kostial, U. Laier, H. Loos, A. Richter, B. Schweizer, in: J. Feldhaus, H. Weise (Hg.), *Proc. 21st International FEL Conference, Hamburg, 1999* (Elsevier Science B. V., Amsterdam, 2000) II–31
- [40] B. Schweizer, Dissertation, Technische Universität Darmstadt, in Vorbereitung
- [41] M. Brunken, Dissertation, Technische Universität Darmstadt, in Vorbereitung
- [42] H. Weise, Dissertation, Technische Hochschule Darmstadt (1993), D17
- [43] P. Schardt, Dissertation, Technische Hochschule Darmstadt (1995), D17
- [44] R. Eichhorn, Dissertation, Technische Universität Darmstadt (1999), D17
- [45] C. Lüttge, Diplomarbeit, Technische Hochschule Darmstadt (1990), unveröffentlicht

- [46] M. Thomas, Diplomarbeit, Technische Hochschule Darmstadt (1995), unveröffentlicht
- [47] I. M. Frank, V. L. Ginsburg, J. Phys. USSR **9**, (1945) 353
- [48] V. L. Ginzburg, V. N. Tsytovich, Phys. Rep. **49**, Nr. 1 (1979) 1
- [49] J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics* (J. Wiley & Sons, New York, Chichester, Brisbane, Toronto, Singapore 1962, 1975)
- [50] M. L. Ter-Mikaelian, *High Energy Electromagnetic Processes in Condensed Media* (Wiley-Interscience, New York, 1972)
- [51] L. Wartski, S. Roland, J. Lasalle, M. Bolore, G. Filippi, J. Appl. Phys. A **46**, Nr. 8 (1975) 3644
- [52] G. B. Yodh, *Transitionradiation*, in: A. W. Sàenz, H. Überall (Hg.), *Coherent Radiation Sources* (Springer, Heidelberg, 1985) 195
- [53] V. A. Lebedev, Nucl. Instr. and Meth. A **372** (1996) 344
- [54] T. I. Smith, in: J. Feldhaus, H. Weise (Hg.), *Proc. 21st International FEL Conference, Hamburg, 1999* (Elsevier Science B. V., Amsterdam, 2000) II-55
- [55] P. Catravas, W. P. Leemans, E. Esarey, M. Zolotorev, D. Whittum, R. Iverson, M. Hogan, D. Walz, in: A. Luccio, W. MacKay (Hg.), *Proc. Particle Accelerator Conference, New York, 1999* (IEEE, 1999) 2111
- [56] A. Chao, *Physics of Collective Beam Instabilities in High Energy Accelerators* (Wiley-Interscience, New York, 1993)
- [57] H. Kogelnik, T. Li, Proc. IEEE **54** (1966) 1312
- [58] H. Motz, J. Appl. Phys. **22** (1951) 527
- [59] F. C. Michel, Phys. Rev. Lett. **48** (1982) 580
- [60] G. P. Williams, C. J. Hirschmugl, E. M. Kneedler, P. Z. Takacs, M. Shleifer, Y. J. Chabal, F. M. Hoffmann Phys. Rev. Lett. **62** (1989) 261
- [61] T. Nakazato, M. Oyamada, N. Niimura, S. Urasawa, O. Konno, A. Kagaya, R. Kato, T. Kamiyama, Y. Torizuka, T. Nanba, Y. Kondo, Y. Shibata, K. Ishi, T. Ohsaka, M. Ikezawa, Phys. Rev. Lett. **63** (1989) 1245
- [62] Y. Shibata, K. Ishi, T. Ohsaka, H. Mishiro, T. Takahashi, M. Ikezawa, Y. Kondo, T. Nakazato, M. Oyamada, N. Niimura, S. Urasawa, R. Kato, Y. Torizuka, Nucl. Instr. and Meth. A **301** (1991) 161

- [63] K. Ishi, Y. Shibata, T. Takahashi, H. Mishiro, T. Ohsaka, M. Ikezawa, Phys. Rev. A **43** (1991) 5597
- [64] E. B. Blum, U. Happek, A. J. Sievers, Nucl. Instr. and Meth. A **307** (1991) 568
- [65] Y. Shibata, K. Ishi, T. Takahashi, F. Arai, M. Ikezawa, K. Takami, T. Matsuyama, K. Kobayashi, Y. Fujita, Phys. Rev. A **44** (1991) R3449
- [66] Y. U. Jeong, Y. Kawamura, K. Toyoda, C. H. Nam, S. S. Lee, Phys. Rev. Lett. **68** (1992) 1140
- [67] Y. U. Jeong, C. H. Nam, S. S. Lee, Y. Kawamura, K. Toyoda, Phys. Rev. E **47** (1993) 1313
- [68] J. C. Swartz, B. D. Guenther, F. C. De Lucia, W. Guo, C. R. Jones, H. Kosai, J. M. Dutta, Phys. Rev. E **52** (1995) 5416
- [69] Y. Shibata, S. Hasebe, K. Ishi, T. Takahashi, T. Ohsaka, M. Ikezawa, T. Nakazato, M. Oyamada, S. Urasawa, T. Yamakawa, Y. Kondo, Phys. Rev. E **52** (1995) 6787
- [70] K. Ishi, Y. Shibata, T. Takahashi, S. Hasebe, M. Ikezawa, K. Takami, T. Matsuyama, K. Kobayashi, Y. Fujita, Phys. Rev. E **51** (1995) R5212
- [71] U. Happek, A. J. Sievers, E. B. Blum, Phys. Rev. Lett. **67** (1991) 2962
- [72] Y. Shibata, K. Ishi, T. Takahashi, T. Kanai, M. Ikezawa, K. Takami, T. Matsuyama, K. Kobayashi, Y. Fujita, Phys. Rev. A **45** (1992) R8340
- [73] W. Barry, CEBAF PR-91-012 (1991)
- [74] E. R. Crosson, K. W. Berryman, T. I. Smith, R. L. Swent, H.-C. Lihn, H. Wiedemann, Nucl. Instr. and Meth. A **358** (1995) 216
- [75] F. Amirmadhi, C. A. Brau, M. Mendenhall, J. R. Engholm, U. Happek, Nucl. Instr. and Meth. A **375** (1995) 95
- [76] V. Schlott, H. Loos, H. Genz, H.-D. Gräf, R. Hahn, A. Richter, M. Thomas, T. Wesp, M. Wiencken, Part. Accel. **52** (1996) 45
- [77] H.-C. Lihn, P. Kung, Ch. Settakorn, H. Wiedemann, Phys. Rev. E **53** (1996) 6413
- [78] A. Tremaine, J. B. Rosenzweig, S. Anderson, P. Frigola, M. Hogan, A. Murokh, C. Pellegrini, D. C. Nguyen, R. L. Sheffield, Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 5816
- [79] J. B. Rosenzweig, A. Murokh, A. Tremaine, in: W. Lawson *et al.* (Hg.), *Proc. Eighth Advanced Accelerator Concepts Workshop, Baltimore, Maryland, 1998*, AIP Conference Proceedings No. 472

- [80] Y. Liu, X. J. Wang, D. B. Cline, M. Babzien, J. M. Fang, J. Gallardo, K. Kusche, I. Pogorelsky, J. Skaritka, A. van Steenberghe, Phys. Rev. Lett. **80** (1998) 4418
- [81] M. Castellano, TESLA 96-08 (1996)
- [82] M. C. Lampel, Nucl. Instr. and Meth. A **385** (1997) 19
- [83] C. P. Neuman, W. S. Graves, P. G. O'Shea, Phys. Rev. Special Topics – Accelerators and Beams, **3** (2000) 030701
- [84] C. J. Hirschmugl, M. Sagurton, G. P. Williams, Phys. Rev. A **44** (1991) 1316
- [85] R. Lai, A. J. Sievers, Phys. Rev. E **50** (1994) R3342
- [86] R. Lai, A. J. Sievers, Nucl. Instr. and Meth. A **397** (1997) 221
- [87] M. Ding, H. H. Weits, D. Oepf, Nucl. Instr. and Meth. A **393** (1997) 504
- [88] G. Schneider, R. Lai, W. Walecki, A. J. Sievers, Nucl. Instr. and Meth. A **396** (1997) 283
- [89] G. Schneider, M. G. Billing, R. Lai, A. J. Sievers, Phys. Rev. E **56** (1997) R3780
- [90] B. Leissner, Ch. Berger, R. Siedling, M. Tonutti, M. Geitz, G. Schmidt, P. Schmüser, in: A. Luccio, W. MacKay (Hg.), *Proc. Particle Accelerator Conference, New York, 1999* (IEEE, 1999) 2172
- [91] H. Loos, Diplomarbeit, Technische Hochschule Darmstadt (1995), unveröffentlicht
- [92] S. Döbert, R. Eichhorn, H. Genz, H.-D. Gräf, R. Hahn, T. Hampel, H. Loos, M. Reichenbach, A. Richter, V. Schlott, E. Spamer, A. Stascheck, M. Thomas, O. Titze, T. Wesp, in: B. Bonin (Hg.), *Proc. Seventh RF Superconductivity Workshop, Gif Sur Yvette, 1995* (1995) 719
- [93] V. Schlott, Dissertation, Johann Wolfgang Goethe Universität Frankfurt (1996), DF1
- [94] D. E. Burch, J. Opt. Soc. Am. **58** (1968) 1383
- [95] A. Roberts, M. L. von Bibra, H.-P. Gemünd, E. Kreysa, Int. J. Infra. Mill. Waves **15** (1994) 505
- [96] K. Hanke, V. Schlott, K. Aulenbacher, H. Braun, F. Chautard, CLIC-Note **298** (1996)
- [97] D. H. Martin, E. Puplett, Inf. Phys. **10** (1970) 105

- [98] W. G. Chambers, C. L. Mok, T. J. Parker, J. Phys. A **13** (1980) 1433
- [99] M. Geitz, Dissertation, Universität Hamburg (1999)
- [100] J. Lesurf, *Millimetre-wave Optics, Devices & Systems* (A. Hilger, New York, 1990)
- [101] J. P. Auton, Appl. Opt. **6** (1967) 1023
- [102] H. A. Zahl, M. J. E. Golay, Rev. Sci. Inst. **17** (1946) 511
- [103] K. Hanke, TESLA 97–14 (1997)
- [104] R. J. Wylde, Thomas Keating Ltd.
- [105] Datenblätter pyroelektrische Detektoren P1-19, P1-45, Molelectron Detector, Inc.
- [106] A. Eiffler, Universität Leipzig, private Mitteilung
- [107] P. L. Richards, J. Opt. Soc. Am. **54** (1964) 1474
- [108] D. C. Carey, *The optics of charged particle beams* (Harwood Academic Publishers, Chur, London, Paris, New York 1986)
- [109] D. H. Auston, M. C. Nuss, IEEE J. Quant. Electr. **24** (1988) 184
- [110] D. You, R. R. Jones, P. H. Bucksbaum, Opt. Lett. **18** (1993) 290
- [111] Q. Wu, X.–C. Zhang, Appl. Phys. Lett. **71** (1997) 1285
- [112] X. Yan, A. M. MacLeod, W. A. Gillespie, G. M. H. Knippels, D. Oepts, A. F. G. van der Meer *Proc. 22nd International FEL Conference, Durham, 2000* (Elsevier Science B. V., Amsterdam, 2001)
- [113] G. M. H. Knippels, X. Yan, A. M. MacLeod, W. A. Gillespie, M. Yasumoto, D. Oepts, A. F. G. van der Meer, Phys. Rev. Lett **83** (1999) 1578
- [114] Q. Wu, X.–C. Zhang, Appl. Phys. Lett. **67** (1995) 3523
- [115] Q. Wu, X.–C. Zhang, Appl. Phys. Lett. **70** (1997) 1784
- [116] A. Nahata, A. S. Weling, T. F. Heinz, Appl. Phys. Lett. **69** (1996) 2321
- [117] Q. Wu, X.–C. Zhang, Appl. Phys. Lett. **68** (1996) 1604
- [118] H. J. Bakker, G. C. Cho, H. Kurz, Q. Wu, X. C. Zhang, J. Opt. Soc. Am. B **15** (1998) 1795
- [119] D. E. Spence, J. M. Dudley, K. Lamb, W. E. Sleat, W. Sibbett, Opt. Lett. **19** (1994) 481

- [120] C. W. Rella, G. M. H. Knippels, D. V. Palanker, H. A. Schwettman, *Opt. Comm.* **157** (1998) 335
- [121] R. J. Stanley, R. I. Swent, T. I. Smith, *Opt. Comm.* **115** (1995) 87
- [122] G. M. H. Knippels, M. J. van de Pol, H. P. M. Pellemans, P. C. M. Planken, A. F. G. van der Meer, *Opt. Lett.* **23** (1998) 1754
- [123] A. Lenhard, TU Darmstadt, private Mitteilung
- [124] G. M. H. Knippels, FELIX, private Mitteilung
- [125] *TESLA Test Facility LINAC – Design Report*, D. A. Edwards (Hg.), TESLA 95–01 (1995)
- [126] M. Hüning, Dissertation, Universität Hamburg, in Vorbereitung
- [127] B. E. Carlsten, S. J. Russel, *Phys. Rev. E* **53** (1996) R2072
- [128] D. X. Wang, G. A. Krafft, C. K. Sinclair, *Phys. Rev. E* **57** (1998) 2283
- [129] E. R. Crosson, K. W. Berryman, B. A. Richman, T. I. Smith, R. L. Swent, *Nucl. Instr. and Meth. A* **375** (1996) 87
- [130] K. N. Ricci, E. R. Crosson, T. I. Smith, *Nucl. Instr. and Meth. A* **445** (2000) 333
- [131] J. Krzywinski, E. L. Saldin, E. A. Schneidmiller, M. V. Yurkov, *TESLA–FEL* 97–03 (1997)
- [132] P. Catravas, W. P. Leemans, J. S. Wurtele, M. S. Zolotarev, M. Babzien, I. Ben–Zvi, Z. Segalov, X.–J. Wang, V. Yakimenko, *Phys. Rev. Lett.* **82** (1999) 5261
- [133] M. Geitz, K. Hanke, P. Schmüser, Y. Y. Divin, U. Poppe, V. V. Pavlovskii, V. V. Shirov, O. Y. Volkov, M. Tonutti, *TESLA* 98–10 (1998)
- [134] Z. Jiang, X.–C. Zhang, *Appl. Phys. Lett.* **72** (1998) 1945
- [135] E. E. Russell, E. E. Bell, *J. Opt. Soc. Am.* **57** (1967) 341
- [136] A. S. Barker, Jr., A. A. Ballmann, J. A. Ditzenberger, *Phys. Rev. B* **2** (1970) 4233
- [137] N. Ashcroft, N. Mermin, *Solid State Physics* (Saunders, New York, 1976)
- [138] Landolt–Börnstein, Bd. 15, *Metalle: Elektronische Transportphänomene* (Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, Tokio, 1985)
- [139] C. C. Davis, *Lasers and Electro–Optics* (Cambridge University Press, Cambridge, 1996)

## Danksagung

An dieser Stelle sei allen gedankt, die mit ihrer Hilfe und Unterstützung zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Zuvorderst gilt mein besonderer Dank Herrn Professor Dr. Dr. h. c. mult. A. Richter für die Möglichkeit, an einem so interessanten Projekt, wie es der FEL darstellt, mitwirken zu können. Durch die von ihm initiierte Teilnahme an zahlreichen Konferenzen und die damit verbundenen internationalen Kontakte, sowie die Zusammenarbeit mit DESY bin ich zu Dank verpflichtet.

Für die freundliche Übernahme des Korreferats danke ich Herrn Professor Dr. Ing. T. Weiland.

Herrn Dr. H. Genz möchte ich dafür danken, daß er die Fäden in der FEL-Gruppe immer zusammengehalten hat, und in allen Belangen stets auf seine Unterstützung zu zählen war.

Meinen Kollegen aus der FEL-Gruppe, den Herren Dipl.-Phys. M. Brunken, cand. phys. Ch. Heßler, Dipl.-Phys. S. Khodyachykh und Dipl.-Phys. B. Schweizer, danke ich für die vertrauensvolle Zusammenarbeit und den guten Teamgeist. Den ehemaligen Mitgliedern der FEL-Gruppe, Herrn Dr. R. Hahn und Herrn Dr. T. Wesp möchte ich dafür danken, daß sie immer den Glauben an das Gelingen des FEL-Projekts behalten haben.

Ohne die vielfältige Unterstützung und Mitwirkung durch die Beschleunigergemeinschaft wäre diese Arbeit nicht denkbar gewesen. Insbesondere Herrn Dr. H.-D. Gräf, aber auch den Herren Dr. S. Döbert, Dr. R. Eichhorn, Dipl.-Phys. M. Gopych, Dipl.-Phys. S. Kostial, Dipl.-Phys. U. Laier, Dipl.-Phys. M. Platz und Dr. A. Stascheck möchte ich meinen Dank aussprechen.

I am grateful to Dr. G.M.H. Knippels and Dr. D. Oepts for valuable Discussions during several visits at FELIX.

Für ihren unermüdlichen Einsatz, das Rechnersystem der Linac-Gruppe am Laufen zu halten, danke ich Frau Dipl.-Phys. S. Richter und Herrn Dr. O. Titze.

Den Mitarbeitern der feinmechanischen Werkstatt unter Leitung von Herrn H. Hammel und der Elektronikwerkstatt unter Leitung von Herrn U. Bonnes sei für die Hilfestellung in technischen Fragen sowie die Anfertigung mechanischer Konstruktionen und elektronischer Komponenten gedankt. Ich danke Herrn Stelzer vom Targetlabor der GSI für die Anfertigung der Drahtgitter.

Den Herren Dipl.-Phys. M. Hüning, Dr. J. Roßbach, Dipl.-Phys. H. Schlarb, Professor Dr. P. Schmüser und Dr. S. Simrock danke ich für die vielfältige Unterstützung, die mir beim Aufbau des Experiments am TTF-Beschleuniger zuteil wurde.

Diese Arbeit wurde unterstützt durch Mittel des Bundesministeriums für Bildung und Forschung (1996–97) unter Förderkennzeichen 05 345 EAI sowie DESY, Hamburg (seit 1998).





# Henrik Loos

## Lebenslauf

### Persönliche Daten

	geboren am 18. März 1970 in Hofheim am Taunus
Eltern:	Monika und Günter Loos
Familienstand:	ledig
Bekenntnis:	evangelisch
Staatsangehörigkeit:	deutsch

### Schulbildung

Aug. 1976 – Juli 1980	Philipp-Keim-Schule, Hofheim am Taunus
Aug. 1980 – Juni 1982	Heiligenstockschule, Hofheim am Taunus
Aug. 1982 – Juni 1986	Gesamtschule am Rosenberg, Hofheim am Taunus
Aug. 1986 – Juni 1989	Main-Taunus-Schule, Hofheim am Taunus
Mai 1989	Abitur

### Wehrdienst

Okt. 1989 – Sep. 1990	Sontra
-----------------------	--------

### Hochschulbildung

Okt. 1990 – Sep. 1995	Studium der Physik (Diplom) an der Technischen Hochschule Darmstadt (heute: Technische Universität)
Sep. 1992	Diplom-Vorprüfung
Sep. 1995	Studienabschluß mit Diplom
seit Jan. 1996	Doktorand (Wissenschaftlicher Angestellter) am Institut für Kernphysik der Technischen Universität Darmstadt
Dez. 1995	Studien-Förderpreis der Dr. Wilhelm Heinrich Heraeus und Else Heraeus-Stiftung



### **Erklärung**

Die vorliegende Arbeit stellt meinen ersten Promotionsversuch dar; sie ist von mir selbstständig verfaßt. Überall dort, wo ich die Gedanken und Ideen anderer verwendet oder entlehnt, mich auf fremde Kenntnisse in Wort oder Schrift gestützt habe, habe ich dies kenntlich gemacht und die verwendeten Quellen angegeben.

Darmstadt, im Februar 2001

(Henrik Loos)